ZEITSCHRIFT
FÜR DEN PHYSIKALISCHEN UND
CHEMISCHEN UNTERRICHT

54. JAHRGANG 1941 HEFT 5

Ein einfaches Gedankenmodell zur Veranschaulichung des Mechanismus der Flutreibung.

Von G. Heinrich in Wien.

Eine genaue Theorie der Flutreibung ist ohne größeren Aufwand an mathematischen Mitteln nicht durchführbar[1]. Der Verlauf der Energieumsetzungen bleibt hierbei ziemlich undurchsichtig und man gewinnt keine klare Anschauung vom Mechanismus dieser Erscheinung.

Im folgenden soll der Versuch unternommen werden, die wirklichen, äußerst verwickelten Gezeitenphänomene, wie sie in den Weltmeeren auftreten, durch Vorgänge in einem Gedankenmodell zu ersetzen, das zwar die Erscheinungen nicht naturgetreu wiedergibt, wohl aber den Mechanismus der Flutreibung prinzipiell richtig zur Anschauung bringt und eine elementare Behandlung ermöglicht. Fig. 1 gibt eine schematische Skizze von Erde und Mond; M_e und M_m seien ihre Massen und d der Abstand ihrer Mittelpunkte. S ist der Schwerpunkt des Systems Erde—Mond.

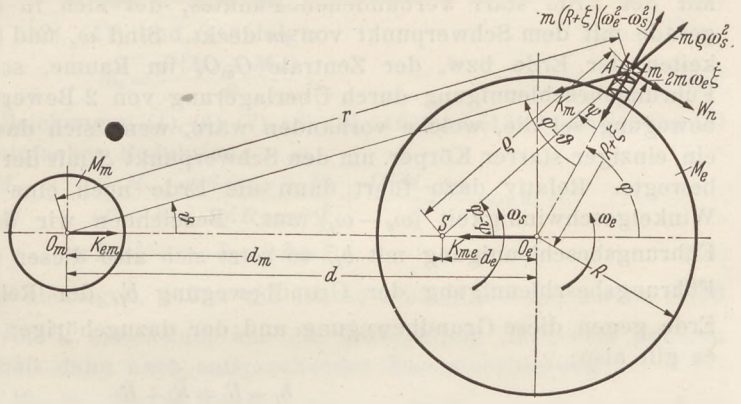


Fig. 1. Veranschaulichung der Kräfte, die auf eine der im Modell eingeführten Massen m wirken.

Es werden die vereinfachenden Annahmen getroffen, daß die Ebene der Mondbahn mit der Äquatorebene der Erde zusammenfällt und die Bahn des Mondes um S kreisförmig ist. S selbst wird als „ruhender Punkt" betrachtet, von der Wirkung der anderen Himmelskörper, insbesondere der Sonne, wird also abgesehen. Erde und Mond werden ferner als starre Kugeln behandelt, deren Schwerpunkte mit den Mittelpunkten zusammenfallen.

Um den Äquator der Erde denken wir uns nun einen gleichmäßig dichten Gürtel von n Massen m gelegt, die auf Federn aufruhen und sich in der Zenit-Nadir-Richtung (radial) bewegen können, während sie gegen Horizontalbewegungen durch Abstützung gesichert sind. In Fig. 1 ist eine dieser Massen im Winkelabstand φ von der Zentrale Erde—Mond zur Stellvertretung aller gezeichnet. Der Schwerpunkt der Masse falle in den Punkt A. Die Summe der Massen m soll verschwindend klein sein gegenüber M_e.

[1] S. hierzu z. B. Horace Lamb: Lehrbuch der Hydrodynamik, deutsch von J. Friedel, Artikel VII und XI. Leipzig 1907. — Ferner: G. H. Darwin: Ebbe und Flut, deutsch von A. Pockels, Kapitel XVI und XVII. Leipzig 1902. — W. Thomson u. P. Tait: Handbuch der theoretischen Physik, deutsch von H. Helmholtz u. G. Wertheim, § 276 und § 803f. Braunschweig 1871. — M. Levy: Leçons sur la théorie des marées, Kap. X. Paris 1898. — G. H. Darwin: Philosophical Transactions I u. II. 1879; II. 1880 und II. 1881.

Unter dem Einfluß der Gezeitenkräfte werden die Massen m gewisse Relativbewegungen in radialer Richtung ausführen und wir wollen annehmen, um der Flutreibung gerecht zu werden, es sei eine Dämpfungskraft vorhanden, die proportional ist der Relativgeschwindigkeit der Massen m gegenüber ihrer mit der Erde fest verbundenen Führung.

Wir wollen nun die Gleichung für die Relativbewegung der Masse m in bezug auf die Erde aufstellen. Zu diesem Zweck unterwerfen wir die Masse m außer den physikalischen Kräften noch den von der Führungs- und Coriolisbeschleunigung herrührenden Scheinkräften. Es wirken folgende physikalische Kräfte auf m (siehe Fig. 1): die Anziehung der Erde K_e, die Anziehung des Mondes K_m, der Normaldruck der Führung W_n, die Federkraft und die Dämpfungskraft. Ist Γ die Gravitationskonstante, so ist nach den Bezeichnungen der Fig. 1:

$$|K_e| = \frac{\Gamma \cdot M_e \cdot m}{(R+\xi)^2} \text{ und } |K_m| = \frac{\Gamma \cdot M_m \cdot m}{r^2}. \tag{1}$$

ξ ist der Abstand der Masse m von der Erdoberfläche. K_e liegt ganz in der radialen Richtung, K_m ist gegen sie unter dem Winkel $(\varphi - \vartheta)$ geneigt, wobei ϑ den Winkel zwischen der Zentrale $\overrightarrow{O_m O_e}$ und der Geraden $\overrightarrow{O_m A}$ bedeutet.

Um die Führungskraft zu berechnen, brauchen wir die Beschleunigung eines mit der Erde starr verbundenen Punktes, der sich in der gezeichneten Stellung gerade mit dem Schwerpunkt von m deckt. Sind ω_e und ω_s die Winkelgeschwindigkeiten der Erde bzw. der Zentrale $O_m O_e$ im Raume, so kann man die gesuchte Führungsbeschleunigung durch Überlagerung von 2 Bewegungen finden. Die Grundbewegung sei die, welche vorhanden wäre, wenn sich das System Erde—Mond wie ein einziger starrer Körper um den Schwerpunkt S mit der Winkelgeschwindigkeit ω_s bewegte. Relativ dazu führt dann die Erde noch eine Drehung um O_e mit der Winkelgeschwindigkeit $(\omega_e - \omega_s)$ aus. Bezeichnen wir den Vektor der gesuchten Führungsbeschleunigung mit $\bar{b}_f$, so setzt sich also dieser wieder zusammen aus der Führungsbeschleunigung der Grundbewegung $\bar{b}'_f$, der Relativbeschleunigung $\bar{b}'_r$ der Erde gegen diese Grundbewegung und der dazugehörigen Coriolisbeschleunigung $\bar{b}'_c$; es gilt also:

$$\bar{b}_f = \bar{b}'_f + \bar{b}'_r + \bar{b}'_c. \tag{2}$$

Ist ϱ der Abstand $\overrightarrow{SA}$, so gilt:

$$b'_f = \varrho\, \omega_s^2. \tag{3}$$

$\bar{b}'_f$ hat die Richtung $\overrightarrow{AS}$. Ferner ist: $b'_r = (R+\xi)(\omega_e - \omega_s)^2$ und $b'_c = 2 \cdot \omega_s \cdot (R+\xi)(\omega_e - \omega_s)$. b'_r und b'_c haben beide die Richtung $\overrightarrow{AO_e}$. Es ist also:

$$b'_r + b'_c = (R+\xi)(\omega_e^2 - \omega_s^2). \tag{4}$$

Die gesuchte Führungsbeschleunigung $\bar{b}_f$ setzt sich also aus zwei Anteilen zusammen: $\varrho\, \omega_s^2$ in Richtung $\overrightarrow{AO_m}$ und $(R+\xi)(\omega_e^2 - \omega_s^2)$ in Richtung $\overrightarrow{AO_e}$. Multiplizieren wir beide mit m und kehren ihre Vorzeichen um, so erhalten wir zwei Vektoren (siehe Fig. 1), die zusammen die Führungsscheinkraft ergeben. Die Coriolisscheinkraft von der Größe $2m \cdot \omega_e \cdot \dot{\xi}$ steht senkrecht auf der möglichen Bewegungsrichtung, hat also ebenso wie der Normaldruck W_n auf die Bewegung keinen Einfluß.

Die Federkraft setzen wir gleich $c \cdot m \cdot \xi$, so daß c die auf die Masseneinheit bezogene Federkonstante bedeutet; die Dämpfungskraft setzen wir $2k \cdot m \cdot \dot{\xi}$; $2k$ ist dann die auf die Masseneinheit bezogene Dämpfungskonstante.

Bezeichnet $P_{r\,rel}$ die Resultierende aller physikalischen und Scheinkräfte, die auf m in radialer Richtung wirken, so erhalten wir:

$$P_{r\,rel} = -|K_e| - |K_m| \cos(\varphi - \vartheta) + m\varrho\omega_s^2 \cos\psi + m(R+\xi)(\omega_e^2 - \omega_s^2) - mc\xi - 2km\dot{\xi}. \tag{5}$$

Hierbei wird ξ bei Federdehnung positiv gezählt; ψ ist der Winkel zwischen $\overrightarrow{AO_e}$ und $\overrightarrow{AS}$. Da $\xi \lll R$ vorausgesetzt werden kann, können wir ξ gegen R vernachlässigen.

Es folgt dann aus Dreieck $O_m O_e A$:

$$r^2 = d^2 + R^2 + 2\,dR\cos\varphi \tag{6}$$

und

$$\cos(\varphi - \vartheta) = \frac{d\cos\varphi + R}{\sqrt{d^2 + R^2 + 2\,dR\cos\varphi}}. \tag{7}$$

Bezeichnet ferner d_e den Abstand $\overrightarrow{SO_e}$, so folgt aus Dreieck SO_eA:

$$\cos\psi = \frac{d_e\cos\varphi + R}{\sqrt{d_e^2 + R^2 + 2\,d_e R\cos\varphi}} \tag{8}$$

und

$$\varrho^2 = d_e^2 + R^2 + 2\,d_e R\cdot\cos\varphi\,. \tag{9}$$

Da S im Schwerpunkt von M_e und M_m liegt, gilt:

$$M_m(d - d_e) = M_e\cdot d_e, \text{ oder } d_e = d\,\frac{M_m}{M_e + M_m}. \tag{10}$$

Ist K_{me} die Kraft, mit welcher der Mond die Erde anzieht, so ist

$$|K_{me}| = \frac{\Gamma\cdot M_e\cdot M_m}{d^2}. \tag{11}$$

Ferner ist nach dem Newtonschen Grundgesetz:

$$M_e\cdot d_e\cdot\omega_s^2 = |K_{me}|. \tag{12}$$

Aus den Gleichungen (12), (11) und (10) folgt:

$$\omega_s^2 = \frac{\Gamma(M_e + M_m)}{d^3}. \tag{13}$$

Führt man nun die Gleichungen (1), (6), (7), (8), (9), (10) und (13) in Gleichung (5) ein, so erhält man nach einfacher Reduktion:

$$P_{r\,rel} = -\frac{\Gamma\cdot M_e\cdot m}{R^2} - \frac{\Gamma\cdot M_m\cdot m\,(d\cos\varphi + R)}{(d^2 + R^2 + 2\,dR\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\Gamma\cdot M_m\cdot m}{d^2}\cos\varphi + m\,R\,\omega_e^2 - m\,c\,\xi - 2\,k\,m\,\dot{\xi}\,. \tag{14}$$

Setzen wir $\frac{R}{d} = \varkappa$ und überlegen, daß $\varkappa \ll 1$ ist, so können wir das zweite Glied von (14) nach Potenzen von $\varkappa$ entwickeln und die Entwicklung nach dem linearen Glied abbrechen; man erhält dann nach entsprechender Zusammenziehung:

$$P_{r\,rel} = -\frac{\Gamma\cdot M_e\cdot m}{R^2} - \frac{\varkappa\,\Gamma M_m\cdot m}{d^2} + \frac{3\,\varkappa\cdot\Gamma\cdot M_m\cdot m}{d^2}\cos^2\varphi + m\cdot R\,\omega_e^2 - m\cdot c\cdot\xi - 2\,k\,m\cdot\dot{\xi}\,.$$

Führen wir schließlich den Winkel 2φ ein, so erhalten wir:

$$P_{r\,rel} = -A\cdot m + \frac{3\,\varkappa\cdot\Gamma\cdot M_m\cdot m}{2\,d^2}\cos 2\varphi - c\cdot m\cdot\xi - 2\,k\,m\cdot\dot{\xi}\,; \tag{15}$$

hierbei ist:

$$A = \frac{\Gamma\cdot M_e}{R^2} - \frac{\Gamma\cdot M_m\cdot R}{2\,d^3} - R\cdot\omega_e^2. \tag{15a}$$

Für die Relativbewegung der Masse m gilt die Gleichung:

$$P_{r\,rel} = m\cdot\ddot{\xi}. \tag{16}$$

Aus (16) und (15) folgt:

$$\ddot{\xi} + 2\,k\,\dot{\xi} + c\cdot\xi = -A + \alpha\cos 2\varphi\,; \tag{17}$$

hierbei ist

$$\alpha = \frac{3\,\Gamma\cdot M_m\cdot R}{2\cdot d^3}. \tag{17a}$$

Der Fahrstrahl, der den Winkel φ beschreibt, besitzt die Winkelgeschwindigkeit $(\omega_e - \omega_s)$; es gilt daher:

$$\varphi = (\omega_e - \omega_s)\,t\,. \tag{18}$$

Aus den Gleichungen (17) und (18) folgt demnach:

$$\frac{d^2\xi}{d\varphi^2} + \frac{2\,k}{\omega_e - \omega_s}\frac{d\xi}{d\varphi} + \frac{c}{(\omega_e - \omega_s)^2}\xi = \frac{1}{(\omega_e - \omega_s)^2}[-A + \alpha\cos 2\varphi]\,. \tag{19}$$

Die Lösung der der Gleichung (19) entsprechenden homogenen Differentialgleichung ergibt die gedämpfte Eigenschwingung des Systems Masse—Feder. Diese

nimmt infolge der Dämpfung nach entsprechend langer Zeit beliebig kleine Werte an. Bei Betrachtung des Dauerzustandes können wir die Eigenschwingung also vernachlässigen. Es bleibt dann nur mehr die der Störungsfunktion entsprechende partikuläre Lösung übrig. Für diese machen wir den Ansatz:

$$\xi = A_1 + A_2 \cos(2\varphi - \varepsilon). \tag{20}$$

Aus den Gleichungen (20), (19), (15a) und (17a) folgt:

$$A_1 = -\frac{A}{c} = -\frac{1}{c}\left[\frac{\Gamma M_e}{R^2} - \frac{\Gamma \cdot M_m \cdot R}{2\,d^3} - R\,\omega_e^2\right], \tag{21}$$

$$A_2 = \frac{3\,\Gamma \cdot M_m \cdot R}{2\,d^3 \cdot \sqrt{[c - 4(\omega_e - \omega_s)^2]^2 + 16\,k^2(\omega_e - \omega_s)^2}} \tag{22}$$

und

$$\operatorname{tg}\varepsilon = \frac{4\,k(\omega_e - \omega_s)}{c - 4(\omega_e - \omega_s)^2}. \tag{23}$$

Setzen wir schließlich $(\xi - A_1) = \zeta$ und $A_2 = \zeta_0$, (24)

so folgt aus den Gleichungen (20) und (24):

$$\zeta = \zeta_0 \cos(2\varphi - \varepsilon). \tag{25}$$

Wir wollen annehmen, daß $c > 4(\omega_e - \omega_s)^2$ ist, so daß $\operatorname{tg}\varepsilon$ und somit der Winkel ε nach (23) positiv wird.

Die Verbindung der Schwerpunkte der Massen m bilden dann nach Gleichung (25) längs des Umfanges des Äquators eine geschlossene Kurve, wie sie in Fig. 2 stark überhöht zur Darstellung gelangte. Hierbei wurde angenommen, daß der Abstand eines Punktes mit $\zeta = 0$ vom Erdmittelpunkte gleich R sei.

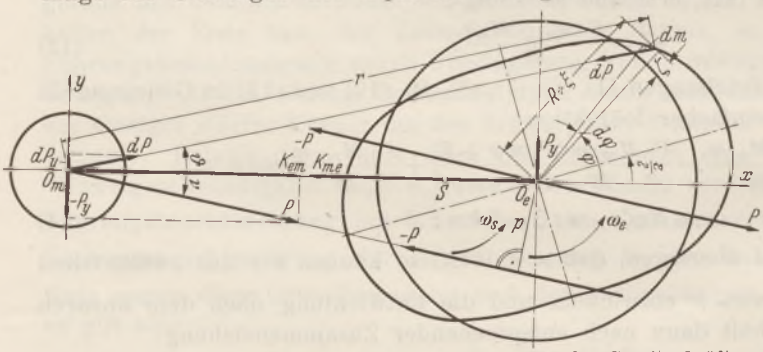


Fig. 2. Die auf den „Massengürtel" des Modells wirkenden Gezeitenkräfte.

Wir sehen aus Fig. 2, wie die Amplituden unserer Kurve um den Winkel $\frac{\varepsilon}{2}$ gegen die Zentrale $\overrightarrow{O_m O_e}$ verschoben sind. Aus Gleichung (23) erkennen wir, daß diese Verschiebung bei verschwindender Dämpfung zu Null wird.

Diese Verschiebung bewirkt aber, daß die Kraft, mit welcher der Mond die Erde samt dem Massengürtel unseres Gedankenmodells anzieht, nicht mehr in die Richtung der Zentrale $\overrightarrow{O_e O_m}$ fällt, sondern eine kleine Komponente senkrecht dazu besitzt. Legen wir ein Achsensystem mit dem Mittelpunkt in O_m so, daß die x-Achse in die Richtung $\overrightarrow{O_m O_e}$, die y-Achse senkrecht dazu zu liegen kommt, so können wir nun leicht die Komponente P_y dieser Kraft berechnen (siehe Fig. 2).

Da wir die Erde als starre Kugel mit dem Schwerpunkt in O_e auffassen, zieht der Mond diese Kugel mit einer Kraft an, die genau durch $\overrightarrow{O_e O_m}$ geht. Die Komponente P_y rührt also nur von dem Massengürtel unseres Gedankenmodells her. Wir betrachten nun ein Element dieses Gürtels, dessen Zentriwinkel $\mathrm{d}\varphi$ ist und das den Winkelabstand φ von der Zentrale $\overrightarrow{O_m O_e}$ besitzt. Da der Gürtel aus n Massen vom Betrage m besteht, ist die Masse des Elementes:

$$dm = \frac{n \cdot m}{2\pi} \cdot \mathrm{d}\varphi. \tag{26}$$

Es ist dann nach den Bezeichnungen von Fig. 2:

$$P_y = \frac{\Gamma M_m \cdot dm}{r^2} \cdot \sin\vartheta. \tag{27}$$

Aus Fig. 2 ersieht man leicht die folgenden geometrischen Beziehungen:

$$\sin \vartheta = \frac{(R+\zeta)\sin\varphi}{r} \tag{28}$$

und

$$r^2 = d^2 + (R+\zeta)^2 + 2\,d\cdot(R+\zeta)\cos\varphi\,. \tag{29}$$

Durch Einsetzen von (26), (28) und (29) in Gleichung (27) erhält man:

$$dP_y = \frac{\Gamma\cdot n\cdot m\cdot M_m\,(R+\zeta)\sin\varphi}{2\pi\,[d^2+(R+\zeta)^2+2\,d\cdot(R+\zeta)\cos\varphi]^{\frac{3}{2}}}\cdot d\varphi\,. \tag{30}$$

Entwickeln wir den Nenner nach dem binonischen Lehrsatz und brechen die Entwicklung nach dem zweiten Glied ab, so erhalten wir nach einfacher Umformung:

$$dP_y = \frac{\Gamma\cdot n\cdot m\cdot M_m}{2\pi\cdot d^3}\left[(R+\zeta)\sin\varphi - \frac{3}{2}\,\frac{(R+\zeta)^2}{d}\sin 2\varphi\right]\cdot d\varphi\,. \tag{31}$$

Wir setzen in Gleichung (31) den Wert für ζ nach Gleichung (25) ein und integrieren längs des ganzen Umfanges des Gürtels; dann verschwinden bei dieser Integration alle Glieder bis auf ein einziges. Aus Gleichung (25) folgt nämlich:

$$\zeta = \zeta_0\,[\cos\varepsilon\cdot\cos 2\varphi + \sin\varepsilon\cdot\sin 2\varphi]\,. \tag{32}$$

Wird Gleichung (32) in (31) eingesetzt, so ergibt sich nach Weglassen aller bei der Integration verschwindenden Glieder:

$$P_y = \frac{\Gamma\cdot n\cdot m\cdot M_m}{2\pi\cdot d^3}\left[-\frac{3}{2}\cdot\frac{2R}{d}\,\zeta_0\sin\varepsilon\int_0^{2\pi}\sin^2 2\varphi\cdot d\varphi\right],$$

oder

$$P_y = -\frac{3\,\Gamma\cdot n\cdot m\cdot M_m\cdot R\cdot\zeta_0\cdot\sin\varepsilon}{2\,d^4}\,. \tag{33}$$

Nun folgt aber aus Gleichung (23):

$$\sin\varepsilon = \frac{4\,k\,(\omega_e-\omega_s)}{\sqrt{[c-4\,(\omega_e-\omega_s)^2]^2+16\,k^2\,(\omega_e-\omega_s)^2}}\,, \tag{34}$$

und aus (22) und (24) ergibt sich:

$$\zeta_0 = \frac{3\cdot\Gamma\cdot M_m\cdot R}{2\,d^3\sqrt{[c-4\,(\omega_e-\omega_s)]^2+16\,k^2\,(\omega_e-\omega_s)^2}}\,. \tag{35}$$

Aus (34) und (35) folgt also:

$$\sin\varepsilon = \frac{8\,k\,(\omega_e-\omega_s)\,d^3\cdot\zeta_0}{3\,\Gamma\cdot M_m\cdot R}\,. \tag{36}$$

Gleichung (36) in Gleichung (33) eingesetzt, ergibt schließlich:

$$P_y = \frac{4\,k\cdot n\cdot m\,(\omega_e-\omega_s)\cdot\zeta_0^2}{d}\,. \tag{37}$$

Aus Gleichung (37) ersehen wir, daß auch P_y mit verschwindender Dämpfung Null wird.

Wir sind nun in der Lage, eine genaue Energiebilanz aufzustellen. Die Kraft P_y bewirkt, daß die resultierende Kraft, mit welcher der Mond die Erde samt dem Massengürtel anzieht, mit der Zentrale $\overrightarrow{O_eO_m}$ den kleinen Winkel ν einschließt (in Fig. 2 der Deutlichkeit halber stark übertrieben gezeichnet). Die x-Komponente dieser Anziehungskraft kommt gleich der Kraft K_{me} in Gleichung (11), da die Masse des Gürtels verschwindend klein gegenüber der Masse der Erde vorausgesetzt wurde. Wir erhalten demnach:

$$\operatorname{tg}\nu = \frac{P_y}{|K_{me}|}\,. \tag{38}$$

Setzen wir die Werte aus Gleichung (11) und (37) in Gleichung (38) ein, so erhalten wir:

$$\operatorname{tg}\nu = \sin\nu = -\frac{4\,k\cdot n\cdot m\,(\omega_e-\omega_s)\cdot d\cdot\zeta_0^2}{\Gamma\,M_e\cdot M_m}\,. \tag{39}$$

Da ν ein sehr kleiner Winkel ist, können wir unbedenklich die Tangente dem Sinus gleich setzen.

Die resultierende Anziehungskraft P ist also unter ν gegen die Zentrale $\overrightarrow{O_e O_m}$ geneigt und hat die Größe $|K_{me}|$, da die Komponente P_y gegenüber $|K_{me}|$ verschwindend klein ist.

Die Kraft P wirkt sowohl auf den Mond als auch, in entgegengesetzter Richtung, auf die Erde. Reduzieren wir die auf die Erde wirkende Kraft $-P$ auf den Erdmittelpunkt O_e, so erhalten wir in O_e die Einzelkraft $-P$ und ein Kräftepaar. Die Größe des auf die Erde wirkenden Kräftepaares $N_e^{(P)}$ ist nach Fig. 2 unter Benutzung von Gleichung (38) und (39):

$$N_e^{(P)} = P \cdot d \cdot \sin \nu = P_y \cdot d \,. \tag{40}$$

Aus den Gleichungen (40) und (37) folgt:

$$N_e^{(P)} = -4\,k \cdot n \cdot m\,(\omega_e - \omega_s)\,\zeta_0^2 \,. \tag{41}$$

Das Moment $N_e^{(P)}$ ist der Erdrotation entgegengerichtet, wirkt also bremsend auf die Erddrehung.

Ferner bildet die Kraft $-P_y$ in O_m mit P_y in O_e ein Kräftepaar $N_s^{(P)}$ vom Momente

$$N_s^{(P)} = -P_y \cdot d \,. \tag{42}$$

Aus den Gleichungen (40) und (42) sieht man, daß

$$N_s^{(P)} + N_e^{(P)} = 0 \tag{43}$$

wird, wie es ja sein muß, da auf das ganze System Erde—Mond kein resultierendes Drehmoment wirkt.

Das Kräftepaar $N_s^{(P)}$ wirkt auf die Bewegung Erde—Mond um ihren Schwerpunkt S antreibend.

Wir betrachten nun die umgesetzten Energien während der Zeit τ, in der sich der Winkel φ von 0 bis 2π ändert. Nach Gleichung (18) berechnet sich τ zu:

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_e - \omega_s} \,. \tag{44}$$

Die während der Zeit τ vom Kräftepaar $N_e^{(P)}$ gegen die Erddrehung geleistete Arbeit A_e ist, unter Benutzung von Gleichung (44):

$$A_e = N_e^{(P)} \cdot \omega_e \cdot \tau = N_e^{(P)} \frac{2\pi \cdot \omega_e}{\omega_e - \omega_s} \,. \tag{45}$$

Da $N_e^{(P)}$ nach Gleichung (41) negativ ist, ist also auch A_e negativ; diese Arbeit vermindert daher die Rotationsenergie der Erde.

Die vom Kräftepaar $N_s^{(P)}$ während der Zeit τ geleistete Arbeit A_s ist unter Benutzung von (43) und (44):

$$A_s = N_s^{(P)} \cdot \omega_s \cdot \tau = -N_e^{(P)} \frac{2\pi \cdot \omega_s}{\omega_e - \omega_s} \,. \tag{46}$$

Da $N_e^{(P)} < 0$ ist, ist mithin $A_s > 0$, die Arbeit vergrößert also die Energie der Rotation von Mond—Erde um ihren gemeinsamen Schwerpunkt S, bzw. die potentielle Energie der beiden Himmelskörper.

Aus den Gleichungen (45) und (46) erhalten wir:

$$A_e + A_s = 2\pi N_e^{(P)} \,, \tag{47}$$

oder nach Gleichung (41):

$$A_e + A_s = -8\pi\, k \cdot n \cdot m\, \zeta_0^2\, (\omega_e - \omega_s) \,. \tag{48}$$

Die Arbeitssumme $A_e + A_s$ ist also negativ, vermindert demnach die gesamte, im System Erde—Mond aufgespeicherte mechanische Energie. Dieser Energieabnahme muß nun als Äquivalent jener Energiebetrag entsprechen, der in unserem Gedankenmodell während der Zeit τ infolge der Reibungsdämpfung vernichtet und in Wärme übergeführt wird.

Da während der Zeit τ jede der Massen m den Winkel 2π relativ zur Zentrale $\overrightarrow{O_m O_e}$ beschreibt, so ist diese Arbeit für jede dieser Massen gleich groß. Heißt die ganze Reibungsarbeit A_R, so wird also je Masse m die Arbeit $\frac{1}{n} A_R$ in der Zeit τ geleistet. Die Dämpfungskraft ist aber $-2\,km\dot{\zeta}$; daher wird:

$$\frac{1}{n} A_R = -\int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} 2\,km\dot{\zeta}\,\mathrm{d}\zeta\,. \tag{49}$$

Nach Gleichung (25) ist aber:

$$\dot{\zeta} = -2\,\zeta_0 \sin(2\varphi - \varepsilon)\cdot\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}\,, \tag{50}$$

oder unter Berücksichtigung von Gleichung (18)

$$\dot{\zeta} = -2\,(\omega_e - \omega_s)\,\zeta_0 \cdot \sin(2\varphi - \varepsilon)\,. \tag{51}$$

Aus Gleichung (25) folgt:

$$\mathrm{d}\zeta = -2\,\zeta_0 \sin(2\varphi - \varepsilon)\cdot\mathrm{d}\varphi\,. \tag{52}$$

Setzen wir die Ausdrücke (51) und (52) in (49) ein, so erhalten wir:

$$\frac{1}{n} A_R = -8\,k\cdot m\,\zeta_0^2\,(\omega_e - \omega_s)\int_0^{2\pi} \sin^2(2\varphi - \varepsilon)\,\mathrm{d}\varphi\,, \quad \text{und daraus folgt:}$$

$$A_R = -8\,\pi\,k\cdot n\cdot m\,\zeta_0^2\,(\omega_e - \omega_s)\,. \tag{53}$$

Aus der Vergleichung von (53) und (48) ergibt sich:

$$A_R = A_e + A_s\,. \tag{54}$$

Wir sehen also, daß die Energiebilanz stimmt.

Fettsäuresynthese mit einfachen Laboratoriumsmitteln.

Eine Experimentalstudie für den naturwissenschaftlichen Unterricht.

Von Dr. habil. **Sandro Limbach** in Leipzig.

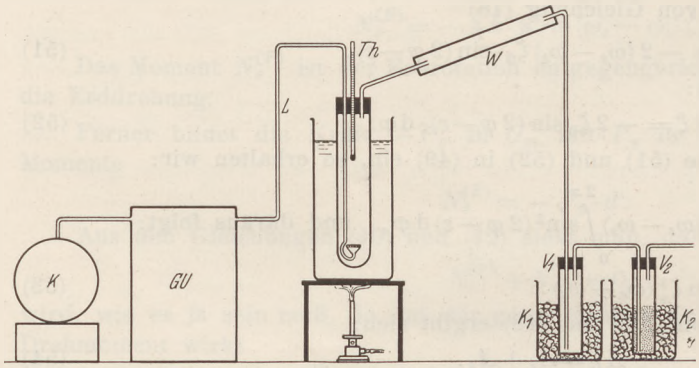
(Technologisch-warenkundliche Abteilung der Handels-Hochschule).

Die technische Herstellung synthetischer Fettsäuren bedeutet einen der großartigsten Fortschritte, den die deutsche chemische Industrie bisher zu erzielen vermochte. Noch vor wenigen Jahrzehnten hätte niemand — die relativ kleine Zahl bester Sachkenner natürlich ausgenommen — annehmen können, daß man einmal Fettstoffe selbst erzeugen würde, ohne den Umweg über ölliefernde Pflanzen oder den fettspeichernden Tierkörper zu nehmen. Heute ist dies Tatsache geworden; deutscher Forschergeist hat es vermocht, die Umsetzungsprodukte deutscher Kohle in Fettgrundstoffe zu verwandeln und dem deutschen Volke damit unentbehrliche Fettsubstanz aus eigenem Rohstoffreichtum verfügbar zu machen. Fettstoffe bilden nun nicht mehr den Alleinbesitz der Tropenländer und der Agrarstaaten, sondern sie werden in immer größerem Umfang im Inland auf dem Wege der chemischen Synthese geschaffen.

Ein weiter Weg war von den ersten tastenden Versuchen bis zum schließlichen Enderfolge zu durchlaufen. Die wirklich maßgeblichen Fortschritte wurden dabei durch deutsche Forscher erzielt. Die wesentlichen Etappen dieses Weges hat der Verfasser an anderer Stelle[1] dargestellt. Es sind zur synthetischen Darstellung von Fettsäuren die verschiedensten Methoden ausgearbeitet worden; unter allen Verfahren besitzt indessen nur die Oxydation hochmolekularer Paraffinkohlenwasserstoffe wirt-

[1] S. Limbach: Synthetische Fettsäuren, neue inlandbürtige Rohstoffe für die deutsche Seifenindustrie. Leipzig: J. J. Arnd 1940.

schaftliches Interesse, da nur billige Rohstoffe und wohlfeiles, gut dosierbares Oxydationsmittel die erwünschte Massenproduktion gestattet. Das praktische Grundproblem der Paraffinoxydation liegt darin, die richtige Oxydationstemperatur einzuhalten, geeignete Katalysatoren anzuwenden und genügend oxydierende Luft verfügbar zu machen (Luftbedarf und Geschwindigkeit der oxydierenden Gase sind ziemlich groß). Es ist nun unschwer möglich, eine Paraffinoxydation im normalen chemischen Laboratorium, also ohne besondere Spezialapparaturen, durchzuführen und damit den Kern jener hochbedeutsamen Forschungsleistungen auch der lernenden Jugend darzubieten. Im folgenden wird ein Arbeitsgang beschrieben, der eine experimentelle Nachprüfung des im DRP. 626 787 dargelegten Verfahrens bilden sollte. Die Operationen wurden so gehalten, daß der Vorgang sich in dieser Form insbesondere auch zur Anwendung bei unterrichtlichen Veranstaltungen eignet.



Versuchsanordnung zur Fettsäuresynthese.

Die benötigte Apparatur ist in der Figur abgebildet. *K* ist ein Kompressor, dessen Kessel bei einer Verdichtung auf 6 atü rund 200 l Luft zu fassen vermag. Der Luftstrom tritt zunächst in die Gasuhr *GU* ein, die eine genaue Messung der Menge bzw. Geschwindigkeit der oxydierenden Luft gestattet. Diese Uhr kann indessen wegfallen, sobald man durch Vorversuche das nötige Tempo des Gasstromes ermittelt hat; dann vermag man, da Kesselinhalt und erforderliche Durchströmungsdauer bekannt sind, an Hand der vom Manometer angezeigten Druckabnahme unschwer die richtige Geschwindigkeit einzuhalten. (Gegebenenfalls kann man auch mittels der Wasserstrahlpumpe arbeiten, derart, daß die oxydierende Luft durch das verflüssigte Paraffin gesaugt wird; dadurch würde der Kompressor entbehrlich sein.) Von *GU* aus tritt der Luftstrom in die eigentliche Oxydationsapparatur ein. Sie besteht aus einem einseitig offenen Glasrohr von 40 cm Länge und 45 mm Weite, das oben mit Kork verschlossen wird und in ein Glycerinheizbad so weit eintaucht, daß das gesamte geschmolzene Paraffin von der Badflüssigkeit umgeben ist. In den Verschluß eingesetzt sind das Lufteinleitungsrohr *L*, das in eine Glasfrittenplatte (Fabrikat Schott & Gen., Jena) von 25 mm Durchmesser ausläuft, und das Thermometer *Th*, ferner ein Ableitungsrohr (Vorstoß oder Kniestück), das in ein weites Rohr *W* mündet. In diesem Rohr werden unter Umständen überschäumende Paraffinanteile aufgefangen. Flüchtige Oxydate, unverbrauchte Luft und Paraffindämpfe treten von *W* aus in die gekühlten (K_1 und K_2) Vorlagen V_1 und V_2 ein; man verwendet hierzu Waschflaschen oder Saugflaschen. V_1 ist leer, V_2 ist mit feuchtem Sand oder mit kleingestoßenen Tonscherben gefüllt. Von V_2 aus wird der Gasstrom in den Abzug eingeleitet. Das Oxydationsgefäß faßt etwa 250 g Nutzinhalt; über diese Menge sollte nicht hinausgegangen werden, da das Paraffin stark schäumt und bei zu vollem Rohr leicht Material in das vorgelegte Rohr überspritzt.

Als Ausgangsmaterial fand Paraffinum durum (P. solidum) vom Schmelzpunkt 51,5° C Verwendung, wie es in Plattenform durch den Drogen- und Chemikalienfachhandel zu beziehen ist. Als Katalysator wurde Manganstearat, bezogen von der Firma J. D. Riedel/E. de Haen, in einer Menge von 0,6 g auf 240 g Paraffin beigegeben; ferner wurden 360 mg Natriumkarbonat (reinstes, pro analysi) zugefügt. Diese Substanzen wurden in etwa 50 g geschmolzenen Paraffins allmählich eingetragen und innig verrührt, so daß eine gleichmäßige Verteilung erfolgte. Unmittelbar

danach wurde das Gemisch in die inzwischen auf etwa 100° C erwärmte, restliche Paraffinflüssigkeit eingegossen; darauf wurde das Oxydationsgefäß sofort verschlossen und mit der Luftzufuhr begonnen, die in der beschriebenen Form ein besonderes Rühren überflüssig macht. Die Oxydation wurde nach der Vorschrift in DRP. 626 787 zwölf Stunden lang durchgeführt, und zwar wurden je Stunde 54 l Luft durchgeblasen. Die Reaktionstemperatur wurde innerhalb der ersten 6 Stunden auf 125° C gehalten, darauf je Stunde um 5° C weniger, also

in der 7. Stunde auf 120° C,	in der 10. Stunde auf 105° C,
„ „ 8. „ „ 115° C,	„ „ 11. „ „ 100° C,
„ „ 9. „ „ 110° C,	„ „ 12. „ „ 95° C.

Die anfänglich klare Flüssigkeit nimmt schon in der ersten Stunde eine hellrötliche Farbe an; innerhalb der nächsten zwei Stunden tritt eine Braunfärbung ein, die dann allmählich in Hellgelb umschlägt. Von der sechsten Stunde an bis zum Ende der Reaktionszeit ist eine leichte Vertiefung dieses Gelbtones zu beobachten; das Endprodukt bildet eine kräftiggelbe Masse von aromatischem Geruche, der von mitgebildeten niederen Fettsäuren herrührt, und von salbenartiger Beschaffenheit, die von der wachsartigfesten Struktur des Ausgangsmaterials deutlich abweicht. — Bei genauer Einhaltung der Reaktionstemperaturen und exakter Bemessung des Luftstromes schäumt die Flüssigkeit nicht über, so daß Substanzverluste nicht eintreten.

Die auf solche Weise in drei Arbeitsgängen erzielten Ausbeuten waren die folgenden:

Paraffinum durum Schmelzpunkt 51,5° C g	Oxydationsprodukt im Reaktionsgefäß				Inhalt der Vorlagen		
	g	% des Ausgangsmaterials	Schmelzpunkt °	Farbe, Konsistenz	g	% des Ausgangsmaterials	Farbe, Konsistenz
a) 240	210	87,50	48	gelb, salbenartig	15	6,25	rötlich, dickflüssig
b) 250	220	88,00	48,5	ebenso	18	7,20	ebenso
c) 236	218	92,37	48	ebenso	12	5,08	ebenso
Mittelwert	217	88,97	48	—	15,75	6,97	—

Den Fortgang der Oxydation und ihr Ende verfolgt man durch Bestimmung der Säurezahl (SZ) und Verseifungszahl (VZ), die bekanntlich den Gehalt des Gemisches an freien und gebundenen Säuren angeben. Man arbeitet nach den Vorschriften der „Einheitlichen Untersuchungsmethoden für die Fett- und Wachsindustrie“ [1], die, da vielfach nicht zugänglich, hier kurz zitiert seien.

Säurezahl: „1 bis 3 g Fett werden in dem Titrationsgefäß abgewogen; bei säurearmen Stoffen wird entsprechend mehr eingewogen. Nach Zugabe von 40 ccm des Lösungsmittels (Reinbenzol/Alkohol 2 : 1 mit 1% Phenolphthalein oder Thymolphthalein) wird das Fett durch Umschwenken und, falls nötig, durch gelindes Erwärmen gelöst. Unter ständigem Schwenken des Kolbens wird dann nach kurzem Abkühlen möglichst rasch mit alkoholischer n/10-Kalilauge titriert, bis der Farbumschlag eintritt. Bei säurereichen Produkten kann auch mit alkoholischer n/2-Lauge gearbeitet werden. — In einer Blindprobe wird der Alkaliverbrauch des Lösungsmittels in gleicher Menge, wie sie vorher benutzt worden ist, festgestellt. Auf diese Weise wird die stets unsichere Neutralisation des Lösungsmittels vor dem Titrieren vermieden. Berechnung: e = Einwage, a = verbrauchte n/10-Lauge (Hauptversuch), b = verbrauchte n/10-Lauge (Blindversuch); berechnet: $SZ = \frac{5{,}611 \cdot (a-b)}{e}$.“

Verseifungszahl: „Auf etwa 2 g Einwage, die bei Fetten meistens genügt, werden 25 ccm alkoholische n/2-Kalilauge (Alkohol mindestens 90%) verwendet. Das Gemisch aus Fett, Lösungsmittel — s. oben — Lauge und Siedesteinchen wird in einem Jenaer Verseifungskolben $^1/_2$ Stunde lang gekocht. Der Kolben ist mit einem Rückfluß- oder Pilzkühler verbunden. Falls ein Wasserbad benutzt wird, muß der Kolben tief genug in das stark kochende Bad tauchen. Bei erfahrungsgemäß schwer verseifbaren Fetten wird zur Sicherheit $^1/_2$ Stunde länger gekocht. — Mit genau denselben Laugen- und

[1] Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft m. b. H. Stuttgart 1930.

Lösungsmittelmengen wird ein Blindversuch angesetzt. Der Überschuß an Alkalihydroxyd wird sofort unter ständigem Umschütteln in der warmen Seifenlösung mit n/2-Salzsäure zurücktitriert. Berechnung: Gegeben e = Einwage, a = Verbrauch an n/2-Salzsäure in der Blindprobe, b = Verbrauch an n/2-Salzsäure in der Hauptprobe; berechnet: $VZ = \frac{28{,}055 \cdot (a-b)}{e}$."

Nach diesen Methoden wurden folgende Ergebnisse erzielt (Reihe a, s. oben):

nach Stunden	Säurezahl	Verseifungszahl	Farbe	nach Stunden	Säurezahl	Verseifungszahl	Farbe
1	1	7	hellrötlich	7	42	71	hellgelb
2	7	12	kräftig braun	8	47	80	gelb
3	16	26	braun	9	52	84	gelb
4	23	36	hellbraun	10	56	91	kräftig gelb
5	31	49	gelbbraun	11	61	100	dunkelgelb
6	38	57	hellgelb	12	66	108	dunkelgelb

Nun wird das rohe Oxydationsgemisch mit der der Verseifungszahl entsprechenden Menge alkoholischer Kalilauge (zweckmäßig ist, mit einem Überschuß an KOH zu arbeiten) unter Rückflußkühlung $^3/_4$ Stunden lang verseift. Nach Beendigung der Verseifung setzt man so viel Wasser zu, daß eine 50%ige alkoholische Lösung entsteht. Diese schüttelt man nach dem Abkühlen im Scheidetrichter viermal mit je 75 ccm Petroläther (unter 60° C siedend) aus; die vereinigten Petrolätherauszüge enthalten das Unverseifbare, das nach Abdestillieren des Petroläthers auf dem Wasserbad erneut der Oxydation unterworfen werden kann. Es eignet sich hierfür sogar besonders gut, da sein Gehalt an „anoxydierten" Kohlenwasserstoffen das Anspringen der Oxydationsreaktion begünstigt. — Die alkoholische Seifenlösung wird nunmehr in einer Porzellanschale so lange erhitzt, bis der Alkohol verflogen ist; danach macht man mit verdünnter Schwefelsäure kongosauer und erhitzt darauf etwa 20 Minuten lang. Hierbei scheiden sich die frei werdenden Fettsäuren als ölige bräunliche Schicht an der Oberfläche ab.

Nach dem Abkühlen nimmt man die abgeschiedenen Fettsäuren in Äthyläther auf und trennt die ätherische Lösung im Scheidetrichter ab. Man schüttelt viermal mit je 75 ccm Äther aus; die vereinigten Ätherauszüge werden mit destilliertem Wasser ausgewaschen und mit entwässertem Natriumsulfat getrocknet. Hiernach filtriert man in einen gewogenen Kolben und destilliert den Äther auf dem Wasserbad ab; die letzten Ätherreste verjagt man zweckmäßig mittels eines Handgebläses. Die restierenden Fettsäuren haben hellbräunliche Farbe und werden im Stickstoff- oder Kohlensäurestrom getrocknet, um Oxydationen zu vermeiden. — An Ausbeute wurde erzielt:

Ausgangsmaterial g	Oxydationsprodukt g	Unverseifbares g	Unverseifbares % des Oxydationsproduktes	Fettsäuren g	Fettsäuren % des Oxydationsproduktes
120	105	68	64,76	26	24,76

Zwecks Reinigung können die Fettsäuren anschließend einer Vakuumdestillation unterworfen werden. Auch dürfte es möglich sein, sie mittels Wasserstoffsuperoxyd zu bleichen. Hierfür wird empfohlen, bei Temperaturen von 40° bis 60° C zu arbeiten und 0,5 bis 2% Peroxyd (Lösungen von 30 bis 40% Peroxydgehalt) anzuwenden[1].

Nunmehr werden die Fettsäuren in Seife übergeführt[2]. Man erwärmt etwa 10 g Fettsäuren mit 30 g destilliertem Wasser in einer nicht zu kleinen Porzellanschale, bis die Säuren flüssig geworden sind. Dann fügt man allmählich konzentrierte Natron-

[1] Schönfeld in Schönfeld-Hefter: Chemie und Technologie der Fette und Fettprodukte, Bd. 2, S. 72. 1937.

[2] Vgl. M. Hessenland: Praktikum der gewerblichen Chemie, 2. Teil, S. 169 [s. diese Z. 52, 125 (1935)].

lauge unter Rühren zu und erhitzt zum Kochen, wobei es zur Seifenbildung kommt. Von Zeit zu Zeit prüft man die Reaktion mit alkoholischer Phenolphthaleinlösung und gibt portionsweise so lange Lauge zu, bis auch nach Beendigung der Umsetzung deutlich alkalische Reaktion festzustellen ist; eine gewisse Menge freies Alkali muß auch nach Beendigung der Verseifung zwecks Vermeidung von Hydrolyse vorhanden sein. Der Seifenleim wird mit etwa 10 g Natriumchlorid nochmals aufgekocht. Nach dem Aussalzen und Abkühlen schwimmt die Seife obenauf; man nimmt diese Oberschicht ab, entfernt die überschüssige Flüssigkeit mit Filtrierpapier und trocknet bei gelinder Wärme nach. Aus 10 g Fettsäuren erhält man etwa 14 g synthetische Seife von hellbräunlicher Farbe und aromatischem Geruch.

Kleine Mitteilungen.

Versuche aus der physiologischen Optik.

Von **S. Janß** in Hamburg.

Die folgenden Versuche sind aus der physiologischen Optik von Helmholtz zusammengestellt. Sie werden hier mit Mitteln ausgeführt, die in der Schule vorhanden oder leicht zu beschaffen bzw. herzustellen sind.

I. Farbenabweichung bei der Abbildung. Daß die brechenden Medien des Auges nicht alle Farben in einem Punkte der Netzhaut abbilden, zeigt man mit Hilfe eines etwa 1 mm breiten Spaltes in schwarzem Papier, das man um eine recht helle Mattbirne auf dem Experimentiertisch wickelt. Halten die Schüler an ihren Plätzen einen Finger oder eine andere Blende dicht vor der Pupille so, daß das Licht nur noch etwa durch den linken schmalen Teil der Pupille eindringen kann, dann sehen sie am Spaltort ein kurzes Spektrum, rechts rot, links blau. An einer üblichen Zeichnung zur Erläuterung der Farbenabweichung einer einfachen Linse findet man leicht, daß auf der Netzhaut rot links und blau rechts liegt; das Bewußtsein ordnet die Gegenstände im Dingraum aber umgekehrt. Bei der gleichen Haltung des Fingers oder der Blende erscheint eine Fensterscheibe oder ein Stück weißes Papier auf dunklerer Unterlage am rechten Rand ein wenig rötlich, am linken bläulich. Dringt Licht nur durch den rechten Pupillenteil, so ist die Farbenfolge umgekehrt, ähnlich bei der Abbildung durch ein schmales oberes oder unteres Stück der Pupille. Die Versuche gelingen mit recht weiter Pupille am besten (Zimmer verdunkeln; Licht darf die Birne im wesentlichen nur durch den Spalt verlassen). — Die meisten blauen Gläser lassen auch Rot durch. Fixiert man mit einem solchen Glase vor dem Auge den Spalt so, daß er im blauen Licht scharf erscheint, dann sieht man deutlich einen roten Saum, und umgekehrt. Mit einem derartigen Glase kann man auch feststellen, daß der Nahpunkt für blaue Strahlen dem Auge näher liegt als für rote; im roten Lichte muß der Spalt größeren Abstand haben, um scharf gesehen zu werden, als im blauen. Genauere Untersuchungen letzterer Art haben ergeben, daß das Auge eine wenig größere Farbenzerstreuung hat als eine einfache Wasserlinse.

II. Spiegel zur Beobachtung des eigenen Augenhintergrundes. Nach Coccius (Helmholtz, 1. Aufl., S. 838/839, Anhang) ist die Beobachtung des eigenen Augenhintergrundes möglich. Als Spiegel *Sp* (Fig. 1) benutzt man ein etwa 3×3 cm² großes Stück Spiegelglas, in dessen Mitte auf einem Kreise von ungefähr 5 mm Durchmesser der Belag mechanisch und mit Salpetersäure entfernt ist. Diesen kleinen Spiegel hält man mit der Hand vor das Auge und sieht durch das kreisförmige Loch nach einer Halbmattbirne *G* von etwa 40 Watt in ungefähr 60 cm Abstand; die Pupille muß zur Hälfte vom Loch, zur anderen Hälfte vom Spiegel bedeckt sein. Durch das Loch fällt dann Licht von *G* auf den Augenhintergrund (ausgezogene Strahlen), und es entsteht dort das Bild *B* der Birne. Der Augenhintergrund wirft von diesem

Bilde Licht diffus nach allen Richtungen zurück; ein Teil davon trifft den belegten Spiegelteil (Gebiet zwischen den gestrichelten Strahlen), wird wieder in das Auge zurückgeworfen und ergibt das Bild B_1 auf der Netzhautgrube, wodurch man B wahrnimmt; auf das Spiegelbild B' von B wird demnach das Auge eingestellt. Das Bild ist rötlich. Helmholtz gibt an, daß man das Bild nach wenigen Bewegungen des Spiegels leicht findet. Für Einzelbeobachtung im Unterricht halte ich ein Gerät nach Fig. 2 für geeignet. Der in einer Kerbe des Brettes B_1 gehaltene Spiegel Sp ist mittels Handrad H (Holz oder Stabilzahnrad) nicht gerade leicht um eine waagerechte Achse W (Stabilgewinde) und mittels Rundholz R und Papierröhren P (mehrere verleimte Lagen von altem Zeichenpapier) mit geringer Reibung um eine senkrechte Achse drehbar; die letztere Drehung kann mit dem Arm A an R eingestellt werden (wenige Marken auf dem Grundbrett B_3; letzteres mit Klemme am Tisch befestigen). Auf den gestrichelt gezeichneten Klotz K

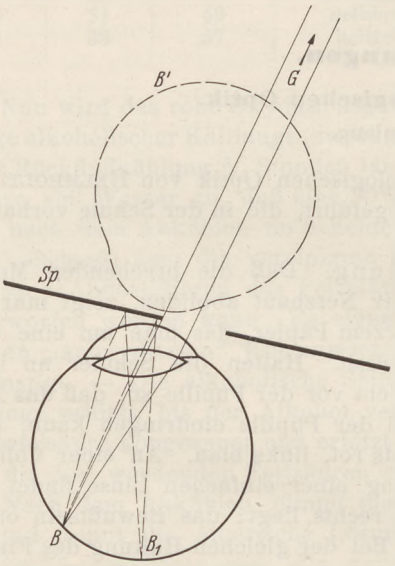


Fig. 1. Strahlenverlauf im Spiegel zur Beobachtung des eigenen Augenhintergrundes.

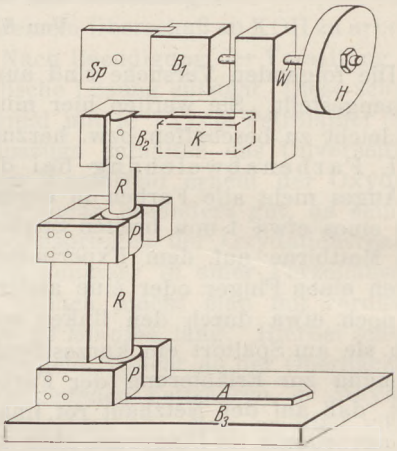


Fig. 2. Gerät zur Anordnung des Spiegels in Fig. 1.

an B_2 habe ich als Schutz des Gesichts und namentlich des zweiten Auges gegen direktes Licht von G ein dünnes Zigarrenkistenbrett geleimt; die Öffnung darin gegenüber dem Loch des Spiegels darf nur wenig kleiner sein als der ganze Spiegel selbst.

Sp wird zunächst (vom Lehrer) so gestellt, daß man den Hornhautreflex im Spiegel und die Glühbirne in gleicher Richtung und gleicher Höhe nebeneinander sieht. Nach leichter Drehung um R sieht man dann sofort das gesuchte rötliche Bild. Die dafür erforderliche Stellung von A wird auf B_3 markiert. Dann können nacheinander Schüler hineinsehen; vorteilhaft gibt man ihnen die Richtung an, in der B' zu sehen ist (dunklen Gegenstand, z. B. Stativ, in diese Richtung stellen). Man empfiehlt den Schülern, selbst auszuproben, bei welcher Stellung des Auges vor dem Loch in Sp das Bild am hellsten ist. Ist durch Unvorsichtigkeit eines Schülers der Spiegel um R gedreht worden, so kann ihn der Lehrer nach der Marke auf B_3 jederzeit wieder einstellen, ohne selbst hineinzusehen.

An dem Bild erkennt man: 1. der Augenhintergrund hat Adern (vor der Netzhaut). Mir erscheint das Bild unscharf, da ich nicht mehr akkomodieren kann und seit einiger Zeit übersichtig bin. Darum kann ich nicht entscheiden, ob durch eine Linse vor Sp (nach G hin) das Bild scharf gemacht werden kann; ein Brillenglas zwischen Sp und dem Auge bedingt einen zu ungünstigen Augenort. (Ein Kugelspiegel an Stelle des ebenen kann vielleicht scharfe Bilder ergeben.) Durch Drehung des Spiegels um R kann man den Verlauf der Adern verfolgen. Auch eine Drehung um W ist zweckmäßig; doch ist dann stets eine vollständig neue Einstellung notwendig.

Es lassen sich verschiedene Gegenden des Augenhintergrundes einstellen. Man übersieht jeweils nur einen Teil in der Größe des Bildes B von G (Fig. 1). Eine ausgedehntere Lichtquelle ergibt natürlich ein größeres Gesichtsfeld; adaptive Verengerung der Pupille und Verminderung der Netzhautempfindlichkeit machen das Bild dann aber zu lichtschwach (individuell verschieden). Den gelben Fleck kann man nicht beobachten, da dann das unmittelbare Bild zu sehr überwiegt. Die Richtung zum gelben Fleck kann man aber für Beobachtung unter 3d genähert bestimmen, indem man B' eben über das direkte Bild von G (B) legt. — 2. Das Bild auf der Netzhaut ist umgekehrt. Trotz des unscharfen Bildes sieht man deutlich, daß bei Bewegung eines dickeren Bleistiftes vor G der Schatten im Bild B' sich umgekehrt bewegt. Deutlich erkennt man die Umkehrung auch, wenn man in etwa 2 cm Abstand unter G eine gewöhnliche Glasplatte legt; das ergibt ein lichtschwaches Spiegelbild; in B' sieht man diesen schwächeren Reflex oben. Auch kann man natürlich unterhalb, oberhalb oder seitlich von G eine wesentlich schwächere Birne befestigen (Taschenlampenbirne). — 3a. Auf dem blinden Fleck entsteht ein sehr verschwommenes Bild, so daß der Fleck fast in seiner ganzen Ausdehnung zu sehen ist, auch wenn B kleiner ist als der Fleck. Demnach muß die Substanz hier sehr durchscheinend sein; es sind Nervenfasern. Nachdem man die Stellung von A auf B_3 markiert hat, läßt man die Schüler beobachten und kann nach der Marke immer prüfen, ob noch die richtige Stellung vorhanden ist, und sie ohne weiteres wiederherstellen. — 3b. Mit dem blinden Fleck sieht man nichts. Man fixiert das Bild B (B') auf dem blinden Fleck und richtet gleichzeitig die Aufmerksamkeit auf G; man sieht dann G nicht. In anderen Gegenden von B ist das möglich, auch wenn B schon jenseits des blinden Flecks liegt. — 3c. Im blinden Fleck sieht man sehr deutlich die starken Adern; z. T. erscheinen sie wie abgebrochen; an solchen Stellen laufen sie nach hinten und durchbrechen dort die Sehnenhaut. — 3d. Auch die Lage des blinden Flecks im Auge läßt sich roh ermitteln. Durch Drehung um R bringt man B vom blinden Fleck in die Richtung zum direkten Bild; es liegt dann eben über diesem; der Fleck im Auge liegt also etwas unterhalb der Sehachse. Aus dem Unterschied der Stellungen von A für die Lage von B auf dem blinden Fleck und nahe der Achse findet man den Winkelabstand; ist der Unterschied der Stellungen α^0, so ist nach dem Gesetz für Spiegeldrehungen der Abstand beider Punkte im Auge $2 \cdot \alpha$; ich fand $2 \cdot 7^0 = 14^0$.

III. Man kann durch ungewöhnliche Beleuchtung Körper im Auge sichtbar machen. Relativ größere Körper K (Fig. 3) ergeben durch die normal, d. h. allseitig beleuchtete Pupille als Lichtquelle für ihre Abbildung auf der Netzhaut nur einen Halbschatten; darin nimmt der Helligkeitsunterschied gegen andere Gebiete der Netzhaut ab, wenn der Abstand von der Netzhaut zunimmt, was leicht an Fig. 3 zu erläutern ist. Sie werden darum nur vorübergehend sichtbar, wenn sie durch langsame Strömungen im Glaskörper recht nahe vor der Netzhaut sich bewegen, machen sich im allgemeinen aber nicht bemerkbar. Befindet sich jedoch eine hinreichend punktförmige Lichtquelle L (Fig. 4) im vorderen Brennpunkte des Auges (annähernd 17 mm Abstand), dann sind die von L aus divergierenden Lichtstrahlen im Glaskörper und genähert auch in den anderen Augenmedien parallel. K ergibt dann einen Schatten S auf der Netzhaut und wird dadurch jederzeit sichtbar. An entsprechenden Zeichnungen

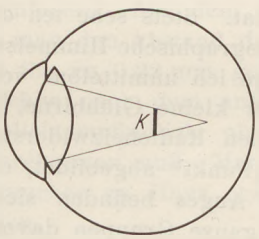


Fig. 3. Körper im Augeninnern sind im allgemeinen nicht sichtbar.

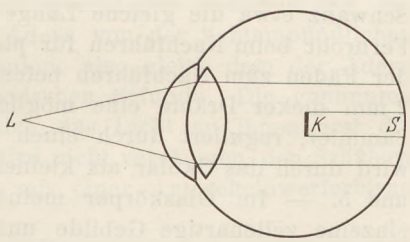


Fig. 4. Körper im Auge werden sichtbar bei Beleuchtung mit punktförmiger Lichtquelle nahe dem Auge.

erkennt man leicht, daß S mit Annäherung von L an das Auge größer wird, mit Entfernung kleiner.

Als punktförmige Lichtquellen sind Reflexe heller Glühbirnen (auch Sonne) an Flächen der Kugeln von Kugellagern (Fahrrad) und von starken Linsen gut geeignet, falls der Abstand der Glühbirne nicht zu klein ist. Unter den beiden Linsenreflexen ist der an der Vorderfläche größer, ergibt bei geringem Abstande der Glühbirne also unscharfe Schatten; da das scheinbare Bild hinter der vorderen Linsenfläche liegt, ist er weiter vom Auge entfernt, ergibt darum kleinere Schatten; er ist heller als der hintere und darum bei größerem Abstande der Glühbirne am geeignetsten. — Möglichst jeder Schüler erhält eine Kugelfläche, die etwa mit der Birne 6 Volt 25 Watt beleuchtet wird. Man legt die Birne an 8 Volt und hat dann einen kleinen hellen Leuchtkörper, der einen hinreichend kleinen Reflex L liefert. Auch eine Autoscheinwerferlampe oder eine sonstige Niedervoltbirne großer Leuchtdichte ist brauchbar.

Die helle Erscheinung auf der Netzhaut ist kreisförmig begrenzt; nach Fig. 4 ist der Kreis das Bild der Pupille. Man erkennt ihren häufig zerrissenen inneren Rand und mit recht hellem Lichtpunkt (Sonnenreflex) auch Unterschiede der Lichtdurchlässigkeit in radialer Richtung. Abwechselndes Bedecken und Freigeben des anderen Auges ergibt deutlich Zu- und Abnahme des Pupillendurchmessers, da die Durchmesseränderungen stets in beiden Augen erfolgen. — Den Ort der im hellen Felde sichtbaren Gegenstände K kann man durch geringe Bewegung der Lichtquelle L (des reflektierenden Körpers) finden, bei unveränderter Visierlinie. Wird L (Fig. 5) nach oben bewegt, dann verschiebt sich S auf der Netzhaut nach der oberen Grenze des Pupillenkreises. Dem wird vom Bewußtsein eine relative Verschiebung nach unten zugeordnet. Befindet sich K auf der vorderen Linsenfläche, d. h. praktisch in der Ebene der Pupille, so hat Bewegung von L keine relative Verschiebung von S im Pupillenschatten auf der Netzhaut zur Folge. K vor der Augenlinse, z. B. auf der Hornhaut, bedingt für das Bewußtsein gleichsinnige Bewegung von S im Pupillenkreis und von L.

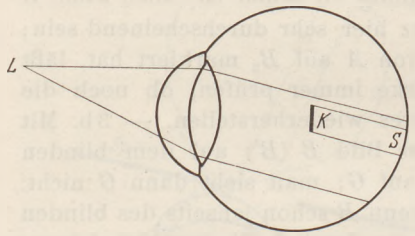


Fig. 5. Der Schatten der Körper im Augeninnern verschiebt sich bei Bewegung der Lichtquelle im Pupillenkreis.

Auf meiner Linse des rechten Auges sehe ich ein Gebilde in der Form einer Kaulquappe, deren Rumpfdurchmesser etwa $^1/_5$ des Pupillendurchmessers am Tage ist (3 mm) und deren scheinbar nach unten, in Wirklichkeit nach oben gerichteter Schwanz etwa die gleiche Länge hat. Stets sehe ich dieses Gebilde z. B. auch am Fernrohr beim Nachführen für photographische Himmelsaufnahmen. Zur Beleuchtung der Fäden zum Nachführen befestige ich unmittelbar vor dem Objektiv mittels etwa 2 mm dicker Drähte eine möglichst kleine Glühbirne, gespeist von einem kleinen Sammler, reguliert durch einen alten Radioheizwiderstand. Der leuchtende Faden wird durch das Okular als kleiner „Punkt“ abgebildet, der so wirkt wie L in Fig. 4 und 5. — Im Glaskörper meines Auges befinden sich, wie wohl fast in jedem, einzelne zellenartige Gebilde und ganze Gruppen davon, die zu Perlschnüren und Algenfäden angeordnet sind. Bei normaler Augenhaltung bewegen sie sich in dem Glaskörper; nach unten gerichteter Blick gibt aber Gelegenheit zur Beobachtung der ruhenden Gebilde. — Auf der Hornhaut befinden sich wohl immer kleine Tröpfchen, die durch Blinzeln mit dem Lid entfernt oder mindestens verändert werden. — Alle Erscheinungen sind individuell sehr verschieden. Ausführlicheres bei Helmholtz, 1. Aufl., S. 148 ff.

IV. Das Gesamtbild der Adern der Netzhaut. 1. Purkinjesche Aderfigur. Mit einer kurzbrennweitigen Lupe (< 50 mm) entwirft man ein Bild B, Fig 6, von einer Glühbirne (Niedervoltbirne wie oben), Abstand etwa 1 m, auf die weiße Sehnenhaut, möglichst weit von der Hornhaut entfernt, das Auge auf eine dunkle Fläche

gerichtet; die Birne im dunklen Zimmer wird darum mit einer Hülle umgeben, die möglichst nur nach dem beobachteten Auge hin Licht gelangen läßt. Dann sieht man die Aderfigur der Netzhaut (nicht der Aderhaut), in der Mitte des Gesichtsfeldes keine Adern, nach den Seiten zunehmend kräftigere. Bei Bewegung der Linse und damit von B bewegt sich die Aderfigur in gleicher Richtung.

Nach dem anatomischen Befund ist die maximale Dicke der Netzhautadern etwa 0,035 mm, und ihr Abstand von den Stäbchen und Zäpfchen beträgt etwa 0,22 mm. Sie ergeben demnach durch die allseitig erleuchtete Pupille als Lichtquelle bei dem Pupillendurchmesser von 3 mm einen Kernschatten, der nicht ganz bis zu den lichtempfindlichen Elementen reicht. Es entsteht bei n also nur ein Halbschatten. Dieser würde auch merklich sein, wenn nicht durch Gewöhnung das Bewußtsein darauf reagierte, wie etwa auf den blinden Fleck, dem unser Bewußtsein auch keine Lücke im Raume zuordnet. Ferner wird durch Helligkeitsadaptation das Gebiet im Halbschatten empfindlicher; dadurch wird die durch dieses Gebiet bedingte Helligkeitsempfindung derjenigen durch die benachbarten Gebiete angeglichen. — Bild B der kleinen Wendel ergibt aber infolge der Zerstreuung in der nur durchscheinenden Sehnenhaut eine Beleuchtung eines ausgedehnten Teiles des Augenhintergrundes durch eine genähert punktförmige Lichtquelle. Darum liefert die gezeichnete Ader nun in a einen Kernschatten, noch dazu an ungewohnter Stelle, und dadurch wird sie sichtbar. Man muß B in recht großen Abstand von der Pupille legen, da die schwarze Pigmentschicht zwischen Ader- und Netzhaut dort dünner ist und infolgedessen mehr Licht in das Augeninnere dringt. Bei Bewegung von B durch Bewegung der Linse bleibt die Erscheinung besser sichtbar; bei ruhender Erscheinung hat sich das Auge bald an die veränderten Verhältnisse gewöhnt. — Bewegung von B nach B' ergibt auf der Netzhaut Bewegung von a in entgegengesetzter Richtung nach a'; da aber das Bewußtsein die Vorgänge auf der Netzhaut umgekehrt im Raum orientiert, erscheint die Bewegung gleichsinnig von A nach A'. — Bewegung von A bei Ortsänderung von B kann aber nur dann eintreten, wenn die Adern einen Abstand von der lichtempfindlichen Schicht haben. Lichtempfindlich sind also nicht die den Adern unmittelbar anliegenden Nervenfasern. Aus dem Größenverhältnis zwischen der Bewegung von B und A kann man den Abstand der Adern von der lichtempfindlichen Schicht berechnen. Man hat ihn zu 0,22 mm gefunden, also gleich dem der Adern von den Stäbchen und Zäpfchen nach dem anatomischen Befunde. Die genannten Netzhautelemente sind also lichtempfindlich, obgleich das Licht zu ihnen erst die anderen Netzhautschichten durchsetzen muß. Man wird nicht versäumen, den Schülern die Wiederholung dieses Versuches zu Haus etwa mit einer Autoscheinwerferbirne und Taschenlupe zu empfehlen.

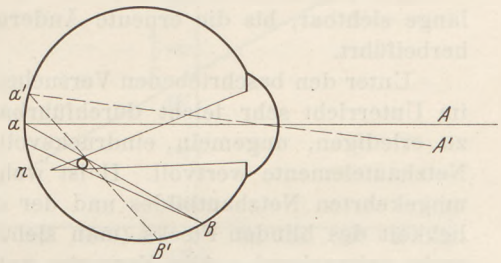


Fig. 6. Strahlenverlauf zur Erläuterung des Versuches über die Purkinjesche Aderfigur.

2. Die Adern vor der Netzhaut werden auch durch Bewegung eines kleinen Loches vor der Pupille sichtbar; gut brauchbar ist schwarzes Papier mit Nadelstichlöchern. Jeder Schüler sieht vom Platz aus gegen den Himmel oder eine größere Glocke einer helleren Glühbirne. Solange das Loch bewegt wird, sind die Adern sichtbar, und zwar bei waagerechter Bewegung wesentlich nur die senkrechten und umgekehrt, bei kreisförmiger Bewegung alle. Auch hier erkennt man, daß die Mitte des Gesichtsfeldes (Netzhautgrube) frei von Adern ist und die Stärke der Adern mit dem Abstande von der Mitte zunimmt Man sieht die Erscheinung auch sehr deutlich, wenn man in das Mikroskop hineinblickt und dabei das Auge bewegt, oder bei Bewegung des Auges vor dem Okular (kurzer Brennweite) des auf den Tageshimmel gerichteten

Fernrohrs. In beiden Fällen ersetzt die kleine Austrittspupille des Instruments das Loch in der Blende. — Das Gebiet des gelben Flecks erscheint körnig; einige Forscher halten das für die Darstellung der Stäbchen und Zäpfchen dieses Gebiets, andere finden die Größe nicht entsprechend. Bei der wechselnden Größe der lichtempfindlichen Elemente ist diese Frage wohl nur zu entscheiden, wenn nach dem Tode die Durchmesser der Zäpfchen eines Auges gemessen werden, das lebend die Größe der Körner bei der angegebenen Darstellung selbst gemessen hat.

Durch das Loch in der Pupille erreichen die Kernschatten der Adern die Netzhaut. Ohne Bewegung sieht man die Adern aber nicht, da in ganz kurzer Zeit der beschattete Teil der Netzhaut durch die sogenannte Adaptation an Empfindlichkeit zunimmt, so daß das durch die Adern dringende Licht eine Helligkeitsempfindung veranlaßt, die derjenigen durch die stärker belichteten Teile durchaus entspricht. Durch Bewegung des Loches verlagern sich die Adern ein wenig, weil sie den oben genannten Abstand von den Stäbchen und Zäpfchen haben; der Schatten fällt auf weniger empfindliche Stellen, das Licht auf empfindlichere, und die Adern sind so lange sichtbar, bis die erneute Änderung der Adaptation wieder den ersten Zustand herbeiführt.

Unter den beschriebenen Versuchen sind diejenigen „in gleicher Front“ (I, III, IV 2) im Unterricht sehr leicht durchführbar. IV 1 ist trotz der Einzeldarbietung schnell zu erledigen, ungemein eindrucksvoll und zur Feststellung der lichtempfindlichen Netzhautelemente wertvoll. II ist wohl der einfachste Versuch zum Nachweise des umgekehrten Netzhautbildes und der deutlichste für die Bestätigung der Unempfindlichkeit des blinden Flecks (man sieht direkt, daß das Bild auf ihm liegt), aber doch recht zeitraubend. Alle Versuche vermitteln Kenntnis und Verständnis eines nach physikalischen Gesichtspunkten arbeitenden Organs des menschlichen Körpers.

Einige Versuche zur Erläuterung des Reduktionspotentials.

Von **E. Asmus** in Marburg (Lahn).

Vor kurzem beschrieb H. Valentin in dieser Zeitschrift [54, 9 (1941)] vereinfachte potentiometrische Methoden im chemischen Unterricht. Mit Recht machte der Verfasser darauf aufmerksam, daß die Scheu vor etwaigen komplizierten Apparaturen zu Unrecht besteht, und daß mit ganz einfachen Mitteln eine Exaktheit der Meßergebnisse erreicht wird, wie sie eben nur bei elektrochemischen Messungen denkbar ist. Wenn H. Valentin insbesondere die potentiometrische Analyse und Messung der Säurestufen in den Vordergrund seiner Betrachtungen stellt, so möchte ich kurz auf die Messung des Reduktionspotentials eingehen und einige Versuche beschreiben, die in sehr anschaulicher Weise diesen Begriff erläutern.

Das Prinzip der Reduktions-Oxydations-Potentialmessungen ist bekanntlich folgendes. Stellt man sich eine wässerige Lösung derart her, daß sie z. B. gleichzeitig eine Ionensorte in zwei verschiedenen Wertigkeitsstufen enthält, etwa Fe^{++} und Fe^{+++}, und bringt man eine Platinelektrode in diese Lösung, dann nimmt die Elektrode gegenüber der Lösung eine Potentialdifferenz an. Diese Potentialdifferenz läßt sich natürlich nicht direkt messen, aber man kann stets eine Kette so aufbauen, daß man eine Hilfselektrode, etwa die Normalwasserstoffelektrode oder eine Kalomelelektrode hinzunimmt und nun die Potentialdifferenz zwischen der Platin- und der Kalomelelektrode mißt, wie es Fig. 1 schematisch zeigt.

Die EMK einer solchen Kette wird, sofern es sich um genügend verdünnte Lösungen handelt, hinreichend genau beschrieben durch die 1888/89 von W. Nernst aufgestellte Gleichung

$$E = E_0 + 0{,}058 \cdot \log \frac{[Fe^{+++}]}{[Fe^{++}]} \text{ Volt} \qquad (1)$$

bei 18° C.

Wie man sieht, hängt nach dieser Gleichung die gemessene EMK nur von dem Verhältnis der Konzentrationen der beiden verschieden geladenen Ionensorten ab. E_0 ist diejenige EMK, die man mit der Kette messen würde, wenn die Ferriionenkonzentration gleich der Ferroionenkonzentration wäre. Strenggenommen müßte die Gleichung (1) nicht für Konzentrationen, sondern für Aktivitäten geschrieben sein, jedoch wird der hieraus entstehende Fehler um so kleiner, je verdünnter die Lösung ist. Stellt man sich Lösungen derart her, daß man, wie es E. Müller in seinem Buch „Elektrochemisches Praktikum" [diese Z. 54, 127 (1941)] angibt, in etwa 0,1 n Salzsäure $FeCl_2$ und $FeCl_3$ in verschiedenen Verhältnissen auflöst — wobei man den jeweiligen Gehalt an Ferrosalz mit Permanganat nach Zimmermann-Reinhard und denjenigen an Ferrisalz jodometrisch mit Thiosulfat bestimmt — und mißt das Potential mit der oben beschriebenen Anordnung, so findet man eine logarithmische Abhängigkeit der EMK vom Verhältnis $\frac{[FeCl_3]}{[FeCl_2]}$, wie es die graphische Darstellung eines praktisch durchgeführten Versuches in Fig. 2 anschaulich zeigt. Man erkennt leicht, daß bei einer Veränderung des Verhältnisses $\frac{[FeCl_3]}{[FeCl_2]}$ um eine Zehnerpotenz die EMK sich bei Zimmertemperatur, ganz wie es die Gleichung (1) fordert, um etwa 58 mV vergrößert oder verkleinert, je nachdem die Ferrikonzentration größer oder kleiner gemacht wird. Daß in der Nernstschen Gleichung statt des Verhältnisses der Ferri-Ferro-Aktivitäten das Verhältnis der Gesamtmengen von Ferri- und Ferrosalz treten darf, ohne daß dadurch eine Abweichung von der logarithmischen Form der Gleichung eintritt, ist darauf zurückzuführen, daß bei den Chloriden, aber auch wie E. Müller angibt, bei den Sulfaten und Nitraten, das Verhältnis der in Frage kommenden Aktivitäten in guter Näherung gleich dem Verhältnis der gesamten Salzmengen ist.

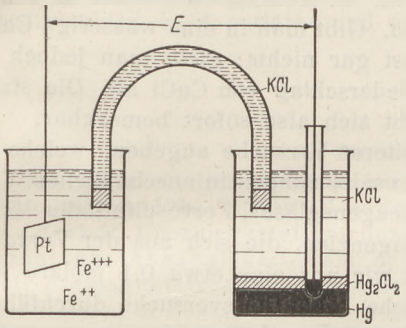


Fig. 1. Schema für die Potentialmessung einer Ferri-Ferro-Lösung.

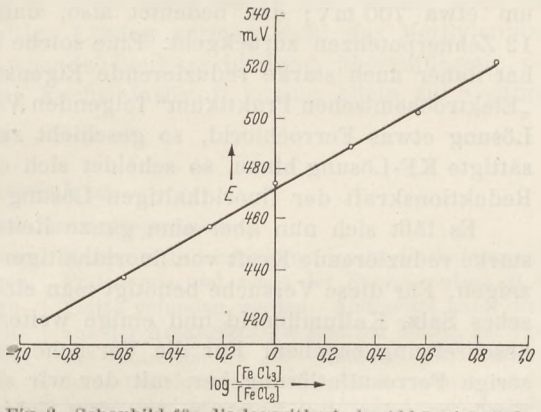


Fig. 2. Schaubild für die logarithmische Abhängigkeit der EMK vom Verhältnis $\frac{[FeCl_3]}{[FeCl_2]}$.

Wie man der Gleichung (1) leicht entnimmt, wird das Potential um so positiver, je mehr Ferriionen in der Lösung enthalten sind, und um so negativer, je reicher die Lösung an Ferroionen ist. Da das Verhältnis $\frac{[Fe^{+++}]}{[Fe^{++}]}$ auch für die oxydierenden bzw. reduzierenden Eigenschaften einer Lösung bestimmend ist — die Lösung wirkt um so stärker reduzierend, je höher ihr Gehalt an Ferroion bezüglich des Ferriions ist —, ist die gemessene Potentialdifferenz einer wie vorstehend beschriebenen Kette direkt ein Maß für das Oxydations- oder Reduktionsvermögen der Lösung.

Eine absolut reine Ferrochloridlösung müßte nach der Nernstschen Gleichung ein unendlich hohes negatives Reduktionspotential besitzen, da $[Fe^{+++}] = 0$ wäre, und ein ideales Reduktionsmittel sein. Die Erfahrung lehrt jedoch, daß in sehr vielen Fällen käufliches reines Ferrosalz sehr wenig von seinen reduzierenden Eigenschaften aufweist. Das liegt u. a. daran, daß absolut reines Ferrosalz nicht herstellbar ist und selbst die analytisch reinen Präparate einen je nach Lagerdauer verschiedenen (etwa

1%igen) Gehalt an Ferrisalz aufweisen. Die Lösung eines solchen „reinen" Ferrosalzes, welches 1% Ferri-Verunreinigungen enthält, zeigt daher bei Untersuchung ihres Reduktionspotentials eine EMK, die bei 18° C nur um 116 mV geringer ist als die EMK einer Kette, die mit einer Ferri-Ferro-Mischung im Verhältnis 1 : 1 angesetzt ist.

Vor längerer Zeit hat R. Peters gezeigt, [Z. physik. Chem. 26, 193 (1898)], daß das Reduktionspotential einer Ferrosalzlösung stark negativ wird, wenn man der Lösung KF zusetzt. Die Erscheinung beruht darauf, daß das dreiwertige Eisen von dem Fluorid komplex gebunden wird und nun nicht mehr als Gegengewicht des zweiwertigen Eisens auftritt. Die Erniedrigung des Potentials ist beträchtlich; setzt man einer Lösung, die zwei- und dreiwertiges Eisen etwa im Verhältnis 1 : 1 enthält, gesättigte KF-Lösung zu, so erniedrigt sich die EMK der wie oben aufgebauten Kette um etwa 700 mV; das bedeutet also, daß die Ferriionen-Konzentration um etwa 12 Zehnerpotenzen zurückgeht. Eine solche Ferri-Ferro-Lösung, der KF zugesetzt ist, hat daher auch starke reduzierende Eigenschaften. E. Müller beschreibt in seinem „Elektrochemischen Praktikum" folgenden Versuch. Gibt man in eine wässerige $CuCl_2$-Lösung etwas Ferrochlorid, so geschieht zunächst gar nichts; gießt man jedoch gesättigte KF-Lösung hinzu, so scheidet sich ein Niederschlag von CuCl ab. Die starke Reduktionskraft der fluoridhaltigen Lösung macht sich also sofort bemerkbar.

Es läßt sich nun aber eine ganze Reihe weiterer Versuche angeben, welche die starke reduzierende Kraft von fluoridhaltigen Ferrosalzlösungen in anschaulicher Weise zeigen. Für diese Versuche benötigt man einige Reagensgläser, Ferrosulfat oder Mohrsches Salz, Kaliumfluorid und einige weitere Reagenzien, die sich aus der Versuchsbeschreibung ergeben. Für die Versuche stellen wir uns eine etwa 0,1 molare wässerige Ferrosulfatlösung her, mit der wir sämtliche Reduktionsversuche durchführen. Zunächst seien drei Versuche aus dem Gebiete der anorganischen Chemie angegeben.

Als erstes reduzieren wir Jod zu Jodid. Etwa $^1/_4$ Reagensglas mit Wasser verdünnte, nicht zu starke alkoholische Jodlösung wird mit drei Tropfen der Ferrosulfatlösung versetzt. Irgendeine Farbänderung bei der gelben Jodlösung ist dabei nicht festzustellen. Gibt man nun einige KF-Kristalle in die Lösung und schüttelt sie, so entfärbt sie sich sofort unter Bildung von Jodid. Eine bei allen Versuchen gleichzeitig eintretende Trübung beruht nach Peters auf der Ausscheidung eines Salzes der Ferrifluorwasserstoffsäure.

Bei den nächsten Versuchen reduzieren wir Edelmetallionen zu Metall. Zwei Reagensgläser werden zu etwa je einem Viertel mit einer 0,1 n Silbernitratlösung gefüllt. Nun gibt man in das eine Reagensglas einige Kubikzentimeter der Ferrosulfatlösung. Es scheidet sich dann sofort reduziertes metallisches Silber aus. In das zweite Reagensglas gibt man nur drei Tropfen des Reduktionsmittels und stellt, nachdem man das Gemisch durchgeschüttelt hat, fest, daß jetzt eine so starke Reduktionsverzögerung eintritt, daß keinerlei Silberabscheidung zu bemerken ist. Ein KF-Kristall genügt aber, um durch starke Erniedrigung des Potentials sofort die Silberabscheidung zu bewirken.

Die Erhöhung der reduzierenden Kraft einer Ferrosalzlösung durch Fluoridzusatz läßt sich aber auch sehr anschaulich durch einige Versuche vorführen, die dem Gebiete der organischen Chemie entnommen sind. Am besten eignen sich für diese Versuche Farbstoffe, welche die Fähigkeit haben, Leukoverbindungen zu bilden, also z. B. Indigo, Methylenblau usw. Die Versuche führt man am zweckmäßigsten so aus, daß man jeweils zwei Parallelversuche ansetzt, da die Reduktionen nicht augenblicklich verlaufen.

Wässerige Methylenblaulösung wird auf zwei Reagensgläser verteilt und in jedes Reagensglas 1 ccm der Ferrosulfatlösung gegeben; zu der einen Lösung fügt man einige KF-Kristalle hinzu. Schüttelt man nun die Lösungen, so erkennt man nach einiger Zeit, daß in dem einen Reagensglase keinerlei Veränderung zu bemerken ist, während in der fluoridhaltigen Lösung das Methylenblau zu der farblosen Leukoverbindung reduziert wird. Ganz entsprechend kann man den Versuch auch mit

Indigokarmin, dem Natriumsalz der Indigosulfosäure, durchführen. Auch hier entfärbt sich die fluoridhaltige Lösung unter Bildung von Indigoweiß. Läßt man die entfärbten reduzierten Lösungen an der Luft stehen, so oxydiert der Luftsauerstoff nach einiger Zeit die oberen Flüssigkeitsteile im Reagensglas und es bildet sich eine blaue Schicht.

Ein sehr hübscher Versuch, der gleichzeitig zeigt, daß zwei Farbstoffe sich verschieden leicht reduzieren lassen, ist folgender. Man stellt sich in zwei Reagensgläsern wässerige Lösungen von Fuchsin und Methylenblau her und vermischt beide Lösungen so, daß ein satter violetter Farbton entsteht. Nun setzt man jeder Teillösung 1 ccm der Ferrosulfatlösung zu und gibt in das eine Reagensglas noch einige KF-Kristalle. Schüttelt man jetzt die Lösungen, so wird die fluoridhaltige Lösung rot, während die andere violett bleibt. Die Ferrosulfatlösung allein kann weder das Fuchsin noch das Methylenblau reduzieren; die fluoridhaltige Lösung vermag wohl das Methylenblau, nicht aber das Fuchsin in die entsprechende Leukoverbindung überzuführen; das Methylenblau wird entfärbt und der rote Fuchsinfarbstoff kommt allein zur Geltung.

Berichte.

2. Forschungen und Ergebnisse.

Bericht über die Höhenstrahlforschung in den Jahren 1939 und 1940. Teil III. (Mesonenmasse und Zerfall; Energieverteilung der Höhenstrahlung; Abhängigkeit vom Zenitwinkel; erdmagnetische Beeinflussung). Von R. Pyrkosch in Breslau.

Ein großer Teil der Höhenstrahlforschung ist seit Entdeckung des schweren Elektrons, das zuerst als Mesotron, dann kürzer als Meson bezeichnet wurde, den Eigenschaften dieses Elementarteilchens gewidmet worden. Die Bestimmung seiner Masse wurde von Nishina, Takeuchi und Ichimiya (1) fortgesetzt [diese Z. **52**, 207 (1939)]. Eine Pb-Platte von 5 cm Dicke wurde zu diesem Zweck in der Mitte einer Nebelkammer von 40 cm Durchmesser eingesetzt, die sich in einem Feld von etwa 12 600 Örstedt befand und von 2 Zählrohren über ihr gesteuert wurde. Über ihnen war ein Pb-Block von 20 cm Dicke angebracht. Unter der Querwand wurde nun ein Teilchen beobachtet, das durch einen nicht ionisierenden Strahl in ihr ausgelöst zu sein schien und nach der Bahnkrümmung negativ geladen war mit dem Werte $H \cdot \varrho = (3{,}88 \pm 0{,}08) \cdot 10^4$ Örstedt · cm. Es schien ferner in dem Füllgase nach Zurücklegung von 6,15 cm zur Ruhe gekommen zu sein, woraus die Reichweite in Luft von 15° und 760 mm Hg-Druck auf 7,3 bis 8,1 cm geschätzt wurde. Mit Benutzung einer von Livingston und Bethe dargestellten Kurve für die Abhängigkeit der Energie eines Protons von seiner Reichweite wurde hieraus die Masse des Teilchens zu (170 ± 9) Elektronenmassen bestimmt, während bei der früher erwähnten Untersuchung die Genauigkeitsgrenzen 180 und 260 Elektronenmassen waren.

Diese beruhte auf einer Aufnahme, bei der ein positiv geladenes Teilchen eine Pb-Platte von 3,5 cm Dicke in der Nebelkammer so durchsetzte, daß die Bahn in ihr 4,8 cm betrug. Die $(H \cdot \varrho)$-Werte wurden vor dem Eintritt und nach dem Austritt des Teilchens bestimmt. Bei Festsetzung der Masse des Teilchens kann daraus die Anfangs- und Endenergie und somit der Energieverlust in der Platte gefunden werden. Anderseits kann dieser aus der Anfangsenergie und der Masse, als durch die Ionisation im Pb veranlaßt, mit Hilfe der Ionisationsformel von Bloch berechnet werden. Durch Angleichung der auf beide Arten erhaltenen Energieverluste wurde die Masse innerhalb der angegebenen Grenzen erhalten. Diese Rechnung ist wieder aufgenommen und relativistisch berichtigt worden mit dem Erfolge, daß nunmehr als Teilchenmasse die enger begrenzte und mit der neuen gut übereinstimmende Zahl (180 ± 20) Elektronenmassen herauskam.

Sehr zahlreich sind die Arbeiten, die sich mit dem Selbstzerfall des Mesons in ein Elektron und Neutrino, das hypothetische ungeladene Teilchen mit etwa Elektronenmasse, nach einer mittleren Lebensdauer von einigen Milliontel-Sekunden beschäftigen. Wie bereits früher erwähnt [diese Z. **54**, 22 (1941)], waren die Verschiedenheit der Absorption der harten Strahlung in Gasen einerseits und in flüssigen und festen Körpern anderseits, die Anomalie bei der Absorption derselben Strahlung in der Atmosphäre unter verschiedenen Zenitwinkeln an demselben Meßort, der Temperatureffekt und Luftdruckeffekt der Höhenstrahlung durch den Zerfall der Mesonen auf dem Wege von ihrem Ursprung in hohen Luftschichten bis zum Erdboden befriedigend erklärt worden.

Als Grundlage diente dabei die Annahme, daß die Mesonen der Hauptsache nach von primären Höhenstrahlen erzeugt werden, nachdem diese etwa $^1/_{10}$ der Atmosphäre durchsetzt haben. Wie von Rathgeber (2) in Bezug auf den Barometereffekt bemerkt wurde, mußte die durch einen konstanten Druck gekennzeichnete Entstehungsschicht ihre Höhe über dem Erdboden je nach dem an ihm herrschenden Luftdruck ändern, so daß der Weg bis zum Meßgerät und folglich auch die Stärke der harten Strahlung wegen des Mesonenzerfalls

eine Funktion des Luftdrucks sein müssen. Wird die Höhe der Entstehungsschicht über dem Erdboden mit h_e, die mittlere Weglänge, das ist der Weg, auf dem die Zahl der Mesonen infolge Zerfalls auf den Bruchteil $1/e$ abnimmt, mit L bezeichnet, so ändert sich bei einer Verlagerung der Schicht um dh_e die Stärke I der senkrechten harten Strahlung um $-I \cdot \frac{dh_e}{L}$ und wegen der gleichzeitigen Änderung der Absorption zwischen dem Ursprung und Erdboden um $-\mu I\, dp$, wo μ die Absorptionszahl und p der Luftdruck am Boden ist. Die Gesamtänderung ist folglich

$$dI = -I\left(\frac{1}{L} \cdot dh_e + \mu \cdot dp\right).$$

Aus dieser Gleichung und der barometrischen Höhenformel wird mit $\mu = 7 \cdot 10^{-4}$ cm²/g und dem von Barnothy und Forro für den relativen Barometereffekt $-\frac{dI}{dp} : I$ angegebenen Wert 0,31 % je mm Hg die Weglänge L gleich etwa 4 km gefunden. Blackett und Rossi (3) hatten aus dem Temperatureffekt [diese Z. 54, 22 (1941)] und der anomalen Absorption bei schrägem Einfall 24 km erhalten.

Von P. Weisz (4) ist die Formel von Rathgeber auf die Stärke der harten Strahlung in schräger Richtung für kleine Zenitwinkel angewandt worden. Er findet dabei L gleich etwa 13 km.

Kolhörster und J. Matthes (5) haben den Einfluß von Luftdruckänderungen auf die Höhenstrahlung mit zwei gleichartigen Koinzidenzanordnungen von je 4 Zählrohren übereinander, die sich gegenseitig kontrollierten, untersucht, indem sie über ihnen Stapel von Holzbrettern anbrachten, die nach dem Dichteverhältnis, auf Hg-Werte umgerechnet, zu dem herrschenden Luftdruck addiert wurden. Sie führten Meßreihen aus, die sich über Monate erstreckten und bei denen die Luftdruckschwankungen alsbald durch entsprechende Änderung der Holzfilter ausgeglichen wurden, so daß die gesamte überlagernde Masse dieselbe blieb, z. B. 784,7 oder 827,9 mm Hg-Wert. Indessen verschwand dabei die Wirkung der Luftdruckänderung auf die Strahlungsstärke nicht, wie es bei massenproportionaler Absorption hätte der Fall sein müssen, sondern es blieb bei den angeführten Drucken ein Luftdruckeffekt von 1,57 und 1,53 % je cm Hg bestehen, wie er für die harte Strahlung allein mit derselben Versuchsanordnung, aber ohne Ausgleich, gemessen worden war. Für die harte Strahlung konnte folglich der Luftdruckeffekt keine reine Absorptionswirkung sein. Indem als Ursache der Zerfall der Mesonen betrachtet, ihr Ursprung in eine Schicht konstanten Luftdrucks verlegt, ihre Masse gleich 150 Elektronenmassen und als mittlere Energie der Mesonen in Seehöhe $3 \cdot 10^9$ eV gewählt wird, berechnet sich mit den Versuchsergebnissen die mittlere Ruhelebensdauer τ_0 zu $4 \cdot 10^{-7}$ sec und L zu 4 km.

Wie sich mit dem Mesonenzerfall das sog. Winkelparadoxon der Höhenstrahlung erklären ließ, nach dem die an demselben Ort unter verschiedenen Zenitwinkeln gemessene Absorption der harten Strahlung in der Atmosphäre nicht der durchsetzten Luftmasse proportional war, gilt dies auch von der von Ehrenfest d. J. und Fréon (6) weiter verfolgten Beobachtung, daß die Stärke der senkrechten harten Strahlung in Seehöhe größer ist als die in einem hochgelegenen Ort unter solchem Zenitwinkel gemessene, daß die von der Strahlung in beiden Fällen durchlaufene Luftmasse dieselbe ist. Sie verglichen dabei Zählrohrmessungen, die sie in Seehöhe und auf dem Jungfraujoch angestellt hatten, und berechneten aus der Unstimmigkeit in der massenproportionalen Absorption einen Wert von τ_0, der 10 bis 20mal so groß ausfiel wie der theoretische $5 \cdot 10^{-7}$ sec von Yukawa. Da sie Messungen in zwei verschiedenen Höhen benutzten, konnten sie die unsichere Ursprungshöhe der Mesonen eliminieren. Sie bestimmten zugleich auch die Absorption, welche die harte Strahlung auf dem 3,4 km langen Wege vom Jungfraujoch bis Seehöhe durch den Mesonenzerfall erleidet, als derjenigen gleich, die nur von der Ionisation bei ihrem Wege durch 35 cm Pb herrührt.

Einen Versuch anderer Art haben Johnson und Pomerantz (7) ausgeführt, indem sie einen Wasserturm von 3 m Durchmesser und 8,9 m Tiefe benutzten, unter dem sich ein Versuchsraum befand. In diesem wurden die Koinzidenzzahlen einer 4fachen Zählrohranordnung großer Fläche, aber kleiner Winkelöffnung bestimmt, wenn ihre Achsenebene senkrecht stand und über ihr sich außer der Atmosphäre noch die Wassermasse des Turms befand; bei einer zweiten Versuchsreihe dagegen, wenn die Achsenebene um 58° gegen die Senkrechte geneigt war, so daß die einfallende Strahlung nicht mehr das Wasser, sondern eine entsprechend größere Luftmasse zu durchsetzen hatte. Zur Beseitigung der weichen Strahlung wurden hintereinander 17 und 38 cm Pb zwischen den Rohren angebracht. In beiden Fällen war die Koinzidenzzahl bei geneigter Achsenebene kleiner als bei senkrechter und das Verhältnis mit 17 cm Pb gleich $0{,}60 \pm 0{,}02$, mit 38 cm Pb gleich $0{,}68 \pm 0{,}02$. Bei Berücksichtigung des Mesonenzerfalls ergab die Rechnung ein Verhältnis derselben Größe, wenn τ_0 zwischen $2 \cdot 10^{-6}$ und $4 \cdot 10^{-6}$ sec angenommen wurde.

Anstatt mit der Absorption in Wasser haben Rossi und Mitarbeiter (8) die Absorption der harten Strahlung in Kohle mit der in Luft verglichen, indem sie eine Koinzidenzanordnung von 3 Zählrohren übereinander verwandten, die auf jeder Seite mit 10 cm Pb gepanzert war, um von Luftschauern verursachte Koinzidenzen zu vermeiden. Ferner waren zur Beseitigung der weichen Strahlung 12,7 cm Pb zwischen den Rohren angebracht. Die Absorption in Luft wurde durch Zählung der Koinzidenzen in verschiedenen Höhen von Chicago bis zum 4300 m hohen Gipfel des Mount Evans in Colorado gemessen, die Absorption in Kohle, indem Schichten von Graphit über die Zählrohre gelegt wurden. Dabei ergab sich die Massenabsorption in Luft stets beträchtlich größer

als die entsprechende in Kohle; z. B. verminderte die Luftschicht von 82 g · cm^{-2} zwischen 3240 m und 4300 m Höhe die Stärke der harten Strahlung um mehr als das Doppelte wie eine Graphitschicht von 84 g · cm^{-2}. Im Sinne des Mesonenzerfalls geht daraus hervor, daß 1,3 von 11 Mesonen zerfallen, während sie die Strecke (4,3—3,24) = 1,06 km durchlaufen.

Um die mittlere Weglänge L zu berechnen, wird davon ausgegangen, daß der Unterschied zwischen der Zahl von Mesonen unter h (g · cm^{-2}) Luft + δh (g · cm^{-2}) Graphit und der Zahl unter [h (g · cm^{-2}) + δh (g · cm^{-2})] Luft allein gleich der Zahl von Mesonen ist, die in der Luftschicht δh (g · cm^{-2}) zerfallen. Ist δz die Dicke dieser Schicht in cm, so gilt die Gleichung $\frac{\delta N}{N} = \frac{\delta z}{L}$, wo N die Zahl der in einer gegebenen Höhe je Zeit und Flächeneinheit senkrecht einfallenden Mesonen und δN die Zahl derjenigen von ihnen ist, die auf dem Wege δz von dieser Stufe nach unten zerfallen, oder $\frac{1}{N} \cdot \frac{\delta N}{\delta h} = \frac{1}{L} \cdot \frac{\delta h}{\delta z}$. Nun war die linke Seite dieser Gleichung aus den Messungen für die Höhenunterschiede

$$616 < h < 700,\ 699 < h < 786$$

und $$857 < h < 944 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

zu entnehmen und $\delta z/\delta h$ durch die barometrische Höhenformel bestimmt, so daß L berechnet werden konnte. Die drei sich so ergebenden Werte waren innerhalb der Genauigkeitsgrenzen dieselben und gleich 9,5 km.

Für eine homogene Gruppe von Mesonen ist $L = v \cdot \tau$, wo v die Geschwindigkeit und τ die mittlere Lebensdauer ist. Aus der relativistischen Änderung von τ mit v folgt $\tau = \tau_0 : \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}$, wobei τ_0 sich auf den Ruhezustand bezieht. Folglich ist mit Berücksichtigung der relativistischen Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit

$$L = \frac{\mu v \cdot \tau_0}{\mu_0} = \frac{p\tau_0}{\mu_0},$$

wo p das Moment und μ_0 die Ruhmasse der Mesonen ist. Bei einer inhomogenen Gesamtheit von Mesonen ist $1/L$ als Mittelwert der reziproken Reichweiten der homogenen Bestandteile zu verstehen, also

$$\frac{1}{L} = \frac{\mu_0}{\tau_0} \cdot \left(\frac{1}{p}\right) = \frac{\mu_0 c^2}{\tau_0 c} \cdot \left(\frac{1}{pc}\right),$$

woraus τ_0 zu berechnen ist. Mit $\mu_0 c^2 = 8 \cdot 10^7$ eV und einem nach den Energiemessungen von Blackett geschätzten Wert von $\left(\frac{1}{pc}\right)$ zu $\frac{1}{1{,}3 \cdot 10^9}$ ergibt sich $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ sec.

Diese Messungen lieferten auch ein Beispiel für das Winkelparadoxon der Höhenstrahlung, denn die senkrechte Stärke der harten Strahlung wurde dabei unter 680 g · cm^{-2} Luft 1,3mal so groß wie unter 786 g · cm^{-2} Luft gefunden, während Auger und Mitarbeiter (9) für das Verhältnis der senkrechten Intensität unter 680 g · cm^{-2} zu der unter dem Zenitwinkel 30° einfallenden den größeren Wert 1,45 erhalten hatten, obgleich die von letzterer Strahlung durchlaufene Luftmasse 680 : cos 30° auch gleich 786 g · cm^{-2} ist.

Durch eine Vergleichung der Absorption der harten Strahlung in Luft und Wasser sind die Zerfallskonstanten der Mesonen auch von Ehmert (10) berechnet worden. Nach seinen Ballonmessungen [vgl. diese Z. **54**, 116 (1941)] ist die Stärke der senkrechten, 9 cm Pb durchdringenden Strahlung im Luftdruckgebiet von $h = 5$ bis 10 m H_2O durch $N(h) = \text{Const.}\ h^{-\varepsilon}$ gegeben, wo $\varepsilon = 1{,}9 \pm 0{,}1$ ist. Im Wasser kann die Absorption nach Ehmerts Messungen im Bodensee [diese Z. **52**, 204 (1939)] durch dieselbe Formel mit $\varepsilon = 1{,}56$ ausgedrückt werden. Die nach der Beziehung $\mu = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dh}$ berechnete Absorptionszahl ergibt sich also für Luft zu $\mu_1 = 1{,}9/h$ und für Wasser zu $\mu_2 = 1{,}56/h$, so daß die durch den Mesonenzerfall in Luft bewirkte Mehrabsorption durch

$$\pi_h = \mu_1 - \mu_2 = 0{,}34/h$$

dargestellt wird. Geht man nun wieder von der Höhe h der gleichwertigen H_2O-Schicht auf die wirkliche Bahnlänge l der Mesonen über, so wird die entsprechende Zahl

$$\pi_l = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dl} = \pi_h \cdot \frac{dh}{dl} = \frac{\sigma_0}{h_0} \cdot 0{,}34,$$

da nach der barometrischen Höhenformel

$$dh = h \cdot \frac{\sigma_0}{h_0}\, dl$$

ist, wo σ_0 die Dichte der Luft beim Druck h_0 bedeutet. Mit $\sigma_0 = 1{,}29 \cdot 10^{-3}$ g · cm^{-2} und $h_0 = 1033$ g · cm^{-3} wird dann $\pi_l = 4{,}25 \cdot 10^{-7}$ cm^{-1} und $L = 1/\pi_l = 23{,}5$ km, so daß von einem Mesonengemisch mit demselben Energiespektrum wie in Seehöhe auf einem Wege von 23,5 km im leeren Raum $(1 - 1/e) = 63\,\%$ zerfallen. Als mittlere Weglänge wurde also dieselbe gefunden, die Blackett und Rossi unter Voraussetzung einer bestimmten Ursprungshöhe der Mesonen erhalten hatten. Daß z. B. aus den Versuchen von Kolhörster und Matthes ein erheblich kleinerer Wert folgte, erklärt sich nach Ehmert vielleicht daraus, daß er durch die Filterung mit 9 cm Pb Energien unter $3 \cdot 10^8$ eV ausschaltete, während bei Kolhörster und Matthes auch die energieärmeren Mesonen mit im Spiele waren.

Auf entsprechende Weise wie von Rossi und seinen Mitarbeitern wird aus L die Ruhelebensdauer τ_0 berechnet und der dem ihrigen nahestehende Wert $2{,}7 \cdot 10^{-4}$ sec gefunden. Zu ähnlichen Werten führen Untersuchungen von Bruins (11) und Clay, Jonker, Wiersma (12), die alle eine bestimmte Höhe des Mesonenursprungs voraussetzen.

Von Rossi (13) sind die Verfahren zur Ermittlung von τ_0 einer Prüfung unterzogen worden mit dem Ergebnis, daß die Abhängigkeit der Stärke der harten Strahlung von dem Zenitwinkel und ihr Temperatureffekt einen Zerfall der Mesonen mit einer Ruhelebensdauer τ_0 von etwa $3 \cdot 10^{-6}$ sec vermuten lassen. Die anderen dafür herangezogenen Erscheinungen, wie die Änderung der Intensität mit der Höhe, der Luftdruckeffekt, der Unterschied der Absorption in Luft und dichten

Stoffen liefern zwar keinen Beweis für den Zerfall, sind aber mit ihm verträglich. Dagegen würde ein beträchtlich kleinerer Wert von τ_0, etwa unter $1 \cdot 10^{-6}$ sec, mit den meisten Versuchsergebnissen nicht vereinbar sein. Auch sei bisher keine Bestätigung dafür erbracht worden, daß aus dem Zerfall ein Elektron und ein Neutrino hervorgehe, von denen das erste die elektrische Ladung aufnimmt, während das zweite zur Erfüllung der Erhaltungssätze notwendig erscheint.

In der Tat hatten die Nebelkammeraufnahmen, auf denen ein Meson zur Ruhe kam und unter denen sich auch die fünf früher erwähnten [diese Z. 54, 122 (1941)] von Maier-Leibnitz befanden, keine an die Mesonenbahn anschließende Spur eines Elektrons mit der zu erwartenden Energie der Größenordnung $4 \cdot 10^7$ eV erkennen lassen, und auch die Versuche von Montgomery, Ramsey, Cowie und Montgomery, bei denen sie nachforschten, ob aus einer Metallplatte kurz nach dem Einfall von Mesonen Elektronen ausgesandt würden, hatten einen negativen Erfolg gehabt [vgl. diese Z. 54, 122 (1941)]. Von Ehrenfest d. J. (14) war allerdings eine Aufnahme erhalten worden, auf der ein Meson in die Wand der Kammer einzutreten und das Zerfallselektron aus ihr herauszukommen schien, und neuerdings ist E. J. Williams und G. E. Roberts (15) eine Aufnahme gelungen, die eine im Füllgas endigende Mesonenbahn aufweist, von deren Ende eine Spur abzweigt, die einem Elektron mit einer Energie zugeschrieben wird, welche die des Mesons übertrifft. Die Krümmungen der beiden Bahnen im Magnetfelde zeigen positive Ladung an, und der Vorgang wird als Umwandlung eines positiven Mesons in ein Positron und ein Neutron gedeutet.

Von A. Migdal und J. Pomeranchuk (16) ist ferner bemerkt worden, daß ein Meson, nachdem es erkennbare Ionisation hervorgebracht hat, noch genügend Energie zu besitzen vermag, um sich durch Diffusion weiter zu bewegen, und so erst in einer gewissen Entfernung vom Ende seiner Spur zerfällt.

Von E. Fermi (17) ist versucht worden, die Tatsache, von der die Zerfallstheorie ausging, nämlich die stärkere Absorption der harten Strahlung in Luft als in flüssigen und festen Körpern, auf andere Weise zu deuten. Denn in einem verdünnten Gas ist die Wirkung des Feldes eines vorbeifliegenden geladenen Teilchens auf eine Molekel unabhängig von der Wirkung, welche die Molekeln der Umgebung ausüben, während das elektrische Feld des Teilchens in einem dichten Stoffe stark durch dessen elektrische Polarisation beeinflußt wird. Eine Berechnung dieses Einflusses auf Grund der klassischen Ionisationstheorie zeigt, daß dieser Einfluß nicht zu vernachlässigen ist, wenn sich die Geschwindigkeit des Teilchens der des Lichts nähert. Seine Bedeutung für die Absorption der harten Strahlung wird mit Hilfe der Annahme abgeschätzt, daß die Zahl der Mesonen mit Energien über den Betrag E proportional zu $E^{-1,9}$ ist [vgl. diese Z. 52, 207 (1939)] und für das Verhältnis der Absorption in Luft und einer gleichen Masse eines dichten Körpers ein Wert derselben Größenordnung gefunden, wie er sich aus den Versuchen ergibt.

Indessen scheinen die Erfolge der auf die Zerfallshypothese gegründeten Versuche diese immer wahrscheinlicher zu machen. So ist der Versuch von Johnson und weiterhin Pomerantz (18) wiederholt worden, wobei der letztere die Absorption der harten Strahlung in Luft nicht mit der in Wasser, sondern in Blei verglich, und zwar die Strahlungsstärke in einer schrägen Richtung unter Luft mit der senkrechten unter einer Pb-Schicht, die in Bezug auf Absorption durch Ionisation gleichwertig war mit der Differenz der von den Mesonen durchsetzten Luftmassen, bevor sie die Koinzidenzanordnung in beiden Richtungen erreichten. Dieses Vorgehen wurde dadurch gerechtfertigt, daß einmal das Verhältnis der Absorptionen in H_2O und Pb nach den Ionisationsformeln berechnet und darauf experimentell ermittelt wurde, wobei sich Übereinstimmung ergab. Aus dem Unterschiede der Absorption auf dem senkrechten Wege durch Luft und Blei und auf dem schrägen durch Luft allein, der durch den verschieden starken Mesonenzerfall auf den ungleich langen Wegen verursacht wurde, war dann τ_0 zu berechnen. Dabei ist noch die Energieverteilung der Mesonen zu berücksichtigen, da die mittlere Lebensdauer τ von der Energie abhängt [diese Z. 54, 21 (1941)]. Mit den früheren Annahmen über die Höhe der atmosphärischen Schicht, in der die Mesonen entspringen, und die Mesonenmasse, ergibt sich so τ_0 zu 3 bis $4 \cdot 10^{-6}$ sec, je nach der Wahl der Exponenten im Potenzgesetz der Energieverteilung, in guter Übereinstimmung mit den früheren Versuchen von Johnson und Pomerantz. Wird als wahrscheinlichster Wert des Exponenten in der Verteilung Const $\cdot E^{-\gamma} dE$ je $= 2{,}8$ genommen, so folgt $\tau_0 = 3{,}8 \cdot 10^{-6}$ sec.

Es wird noch darauf hingewiesen, daß die bisher nicht eindeutig bestimmte Ruhmasse μ des Mesons bei der Berechnung von τ_0 eine wichtige Rolle spielt, da die Versuche nur das Verhältnis $\mu : \tau_0$ ergeben und τ_0 sich folglich proportional mit μ ändert, und ebenso die unsichere Höhe der Entstehungsschicht, insbesondere, da diese nach Nordheim (19) möglicherweise je nach der Energie verschieden ist.

Um τ_0 ohne eine Annahme über die Energieverteilung und Entstehungshöhe der Mesonen zu ermitteln, wurden von Nielsen, Ryerson, Nordheim und Morgan (20) die Schwächungen der senkrechten Strahlung in Pb-Schichten von 0 bis 38 cm Dicke erst auf dem 2040 m hohen Mt. Mitchell und dann in dem 123,5 m hoch gelegen Orte Durham in Nordcarolina gemessen. Bei den Messungen auf dem Berge wurde der um 15 cm Hg $=$ 203 g $\cdot$ cm^{-2} geringere mittlere Luftdruck durch eine Graphitschicht von 200 g $\cdot$ cm^{-2} über dem Apparat ausgeglichen. Dieser war eine Koinzidenzanordnung von 4 Zählrohren übereinander, zwischen die als Absorber und zur Beseitigung der weichen Strahlung 7,6; 20,3 und 38 cm Pb nacheinander eingeschoben wurden. Mit 20,3 cm Pb waren die Koinzidenzzahlen auf dem Berg und in der Stadt im Verhältnis 30,1 : 24,3; mit 38 cm Pb

wie 25,2 : 22,2. Hieraus wird τ_0 zu $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ sec und L zu 7 km berechnet, indem als mittlerer Energiewert der zwischen den beiden Pb-Dicken in Betracht kommenden Mesonen $4{,}4 \cdot 10^8$ eV angenommen wird.

Übereinstimmend mit Pomerantz haben M. Agens, G. Bernardini, N. Cacciapusti, B. Ferreti und G. Wick (21) $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-6}$ sec erhalten, indem sie die senkrechte Stärke der harten Strahlung auf zwei Höhenstufen von 500 und 3460 m miteinander und auf der letzteren auch die senkrechte mit der schrägen unter dem Zenitwinkel 45^0 verglichen. Dabei setzten sie als differentielle Form des Energieverteilungsgesetzes Const. $E^{-2{,}9} \cdot dE$ voraus, die Masse des Mesons gleich 160 Elektronenmassen, und daß die Mesonen in einer Atmosphärenschicht von etwa $^1/_{10}$ Normaldruck entstehen.

Ein Verteilungsgesetz der integralen Form $f(E) = A \cdot E^{-\gamma}$, wo $f(E)$ die Zahl der ionisierenden Teilchen mit Energien $> E$ und A, γ empirische Konstanten sind, war für die harte Strahlung, wie schon früher bemerkt [diese Z. 54, 58 (1941)], mit $\gamma \sim 2$ dadurch nahe gelegt worden, daß die Tiefenmessungen einer Reihe von Forschern ein Intensitätsgesetz $I = I_0 \cdot h^{-\gamma}$ mit $\gamma \sim 2$ ergeben hatten, wo I_0 die Stärke der harten Strahlung an der Oberfläche und h die Tiefe in m H_2O unter ihr bedeuten [diese Z. 52, 29, 204 (1939) u. 54, 54 (1941)]. Die Nebelkammermessungen von Blackett, Brode und I. G. Wilson hatten ein Energiespektrum dieser Art direkt erkennen lassen [diese Z. 52, 206f. (1939)], nach Blackett und Brode im Bereiche von $2 \cdot 10^9$ bis $2 \cdot 10^{10}$ eV. Da Schein und Gill bei ihren Untersuchungen über die Stoßhäufigkeit als Funktion der Energie (25) für den Energiebereich von $2 \cdot 10^{10}$ bis $2 \cdot 10^{11}$ eV ein entsprechendes Gesetz mit $\gamma = 2{,}0$ in 3350 m, mit $\gamma = 2{,}1$ in 2285 m und mit $\gamma = 2{,}3$ in 72 m Höhe gefunden hatten [vgl. diese Z. 54, 59 (1941)], schlossen sie daraus, daß die Stöße in diesem Energiegebiet hauptsächlich von Mesonen erzeugt würden. Auch Sittkus (26) hatte für die Stöße aus 10 cm Fe ein Potenzgesetz mit $\gamma = 1{,}82$ erhalten.

Messungen der Energieverteilung nach dem Blackettschen Verfahren [diese Z. 52, 206 (1939)] sind von Haydn Jones (27) ausgeführt worden. Die Nebelkammer wurde von drei Zählrohren einer Koinzidenzanordnung gesteuert, und eines von ihnen war mit 10 cm Pb gepanzert, um die weiche Strahlung zu beseitigen. Das Magnetfeld wurde von dem großen Elektromagneten der Universität Chicago geliefert. Die meisten Aufnahmen zeigten eine einzelne, durch das Feld leicht gekrümmte Mesonenspur, deren Tröpfchendichte derjenigen eines β-Strahls ähnelt. Aus 923 Spuren dieser Art wurde das Energiespektrum gewonnen. Kontrollaufnahmen ohne Feld ergaben als Grenze der noch meßbaren Krümmung die zu Energien von etwa $10 \cdot 10^9$ eV gehörige. Diese Grenze wurde bei 183 Spuren überschritten. Die Zahl von Spuren, die zu Energien unter $0{,}7 \cdot 10^9$ eV gehören, war gegenüber den Messungen von Blackett durch den Panzer und die magnetische Ablenkung solcher Teilchen von den Zählrohren weg verringert. Von dieser Größenordnung an stimmt die Energieverteilung mit der von Blackett gefundenen gut überein. Daraus wird gefolgert, daß, wenn in Seehöhe Elektronen mit Energien über $0{,}7 \cdot 10^9$ eV vorhanden sind, sie fast dasselbe Energiespektrum haben müssen wie die Mesonen.

Ob diese Verteilung von der E^γ-Art ist, wurde durch eine doppelt logarithmische Darstellung der Ergebnisse geprüft, die in diesem Falle Punkte auf einer Geraden sein müßten. Dies traf nicht zu, dagegen war die Übereinstimmung gut mit einer Formel von Euler (28), die auf der Annahme beruht, daß die Energieverteilung der Mesonen in großen Höhen ein E^γ-Gesetz befolgt, aber nach unten wegen der Verluste durch Ionisation und des Mesonenzerfalls geändert wird. Eine fast ebenso gute Anpassung konnte mit einer Exponentialkurve erzielt werden, da die Eulersche Formel für den in Betracht kommenden Energiebereich nahezu exponential ist.

Bei diesen Versuchen wurde auch das Verhältnis der Spuren von positiven und negativen Teilchen festgestellt. Ohne Panzerung hatten Blackett und Brode (29) sowie Leprince-Ringuet kein deutliches Überwiegen von positiven Teilchen gefunden, während dieser mit 14 cm Pb zwischen den Zählrohren das Verhältnis 1,7 von positiven zu negativen erhielt [diese Z. 52, 206 (1939)]. Jones fand dieses Verhältnis bei jeder Größe der Energie um den Wert 1,29 herum schwankend, den er folglich als Verhältnis der Gesamtzahl der positiven zur Gesamtzahl der negativen Teilchen betrachtet.

Über Versuche derselben Art mit einer zählrohrgesteuerten Nebelkammer in einem Magnetfelde von 12400 Örstedt wird von D. I. Hughes (30) berichtet. Um die Energieverteilung der harten Strahlung zu finden, wurden 10 cm Pb zwischen den Zählrohren angebracht, und die der weichen ergab sich durch Subtraktion der Meßzahlen ohne dieses Blei von den entsprechenden mit ihm erhaltenen. Ein Überschuß von positiven Teilchen war in jedem Falle vorhanden und das Verhältnis der positiven zu den negativen ($1{,}18 \pm 0{,}08$) ohne und ($1{,}21 \pm 0{,}08$) mit dem Blei. Das Spektrum der weichen Strahlung zeigte, daß von den Elektronen, aus denen sie besteht, nur wenige Energien über $8 \cdot 10^8$ eV besitzen, und aus der Vergleichung der Spektren mit und ohne Pb ging hervor, daß von dieser Grenze an bis hinunter zu etwa $2 \cdot 10^8$ eV die Vorherrschaft in der Gesamtstrahlung von den Mesonen zu den Elektronen übergeht. Blackett und Wilson hatten bei ihren Versuchen über den Energieverlust der Höhenstrahlen in Metallplatten ebenfalls ein solches Übergangsgebiet bemerkt, das sie von etwa $1 \cdot 10^8$ bis $3 \cdot 10^8$ eV vermuteten [diese Z. 52, 207 (1939)], so daß es von Hughes auf Grund einer größeren Zahl Aufnahmen erheblich nach oben erweitert worden ist.

Eine Energieverteilung der Form Const. $E^{-\gamma}$ ist auch von einigen Forschern für die primäre kosmische Strahlung angenommen worden, so von Heitler (31), der dabei von der Pfotzerschen

Höhenintensitätskurve für die senkrechte Gesamtstrahlung ausging. Auf Grund von Messungen, die Auger und Mitarbeiter in Seehöhe und auf dem Jungfraujoch in Bezug auf die harte senkrechte Strahlung vorgenommen hatten, wurde deren Stärke als nur langsam nach oben zunehmend bis zum Atmosphärenscheitel extrapoliert und von der Gesamtstärke abgezogen, um die Intensitätskurve der senkrechten weichen Strahlung zu erhalten. Die Energieverteilung der Primärstrahlen, die als Elektronen betrachtet wurden, war nun so zu bestimmen, daß sie in der Atmosphäre eine Sekundärstrahlung mit der Intensitätskurve der weichen Strahlung nach der Kaskadenlehre erzeugten. Dies ist nach Heitler der Fall, wenn sie durch den Potenzausdruck mit $\gamma \sim 1{,}7$, wenigstens im Gebiete nicht zu großer Energien, dargestellt wird.

Johnson (32) hat die Ergebnisse der Ballonmessungen von Bowen, Millikan und Neher unter 3°, 39° und 52° magn. N [vgl. diese Z. **53**, 83 (1940)] und die von der Breite unabhängigen Tiefenmessungen von Millikan und Cameron zur Bestimmung der primären Energieverteilung benutzt. Da es sich hier um Messungen mit der Ionisationskammer handelt, ist der Flächeninhalt unter der Kurve, welche die Strahlungsstärke gegen die Entfernung in m H_2O unter dem Atmosphärenscheitel darstellt, gleich der Gesamtenergie, die in einer Luftsäule unbegrenzter Tiefe mit Einheitsquerschnitt je Zeiteinheit durch die Höhenstrahlung erzeugt wird. Die Integration liefert so als Gesamtzahl der in einer Luftsäule von 1 cm² Querschnitt je sec erzeugten Ionenpaare $3 \cdot 10^7$; $5{,}4 \cdot 10^7$ und $10 \cdot 10^7$ für die drei Breiten. Der größere Teil der Ionisation findet in der Atmosphäre statt; von den $10 \cdot 10^7$ Ionenpaaren unter 52° werden nur $2{,}3 \cdot 10^6$ unter Seehöhe erzeugt und nur $1 \cdot 10^6$ unter 40 m H_2O-Wert. Durch Multiplikation mit 33 eV, die zur Bildung eines Ionenpaares erforderlich sind, ergeben sich für die drei Breiten die Gesamtenergien $1 \cdot 10^9$; $1{,}7 \cdot 10^9$ und $3{,}2 \cdot 10^9$ eV. Die durch das Magnetfeld der Erde bedingten Mindestenergien der einfallenden Primärstrahlen sind $15 \cdot 10^9$ eV für 3°; $8 \cdot 10^9$ eV für 39° und $2 \cdot 10^9$ eV für 52°.

Nach Johnson wird nun eine vernünftige Verteilungsfunktion unter einer Breite φ für niedrige Energien einen großen Wert haben und für hohe asymptotisch verschwinden, oberhalb der unteren Energiegrenze E_φ positiv und stetig, unterhalb davon gleich Null sein. Eine solche Funktion ist $j(E) = A \cdot E^{-n}$ für $E > E_\varphi$ und $j(E) = 0$ für $E < E_\varphi$, wo $j(E) \cdot dE$ die Zahl von Primärstrahlen mit Energien zwischen E und $(E + dE)$ ist, die auf das waagerechte cm² je sec einfallen. Die Gesamtenergie je cm² und sec ist dann unter der Breite φ gegeben durch das Integral

$$\int_{E_\varphi}^{\infty} \cdot j(E) \cdot dE = A \cdot \frac{E^{2-n}}{n-2}.$$

Aus den Werten für 3° und 39° folgt sodann $n = 2{,}87$ und $A = 1{,}5 \cdot 10^{18}$, als integrale Verteilungsfunktion demnach $f(E) = A \cdot E^{-1{,}87}$ für das Breiteneffektsgebiet von $2 \cdot 10^9$ bis $15 \cdot 10^9$ eV. Um die Messung unter 52° mit einzubeziehen, muß eine untere Energiegrenze von $4{,}4 \cdot 10^9$ eV entsprechend der Breite 45° angenommen werden, wie sie nach Janossy durch ein Magnetfeld der Sonne verursacht werden würde, in Übereinstimmung mit der Lage des nördlichen Knies der Breiteneffektskurve [vgl. diese Z. **53**, 25 (1940)].

Die Zahl der Primärstrahlen, die am Scheitel der Atmosphäre auf die Flächeneinheit in der Zeiteinheit fallen, kann aus der einfallenden Gesamtenergie durch Division mit der mittleren Energie eines einzelnen Primärstrahls berechnet werden. Diese mittlere Energie wird aus der Mindestenergie für die betreffenden Breiten mit Hilfe der Energieverteilung ermittelt, und es wird so festgestellt, daß die Zahl der Primärstrahlen je cm² und sec von 0,03 am Äquator auf 0,36 unter Breiten über 45° anwächst. Der gesamte Höhenstrahlungsstrom nach der Erde ergibt sich dann zu $8 \cdot 10^{17}$ Strahlen je sec oder 0,13 Ampere, falls sie alle positiv wären. Zur Vergleichung mit den Höhenstrahlungsstärken in Seehöhe, wo rund 1 Strahl je Minute auf ein waagerechtes cm² fällt, sind noch die Strahlungsstärken am Scheitel der Atmosphäre je cm² und Minute angegeben zu 1,9 Strahlen bei 3°; 6,5 bei 39° und 21,8 bei 52°.

Eine differentielle Energieverteilung der Form $N(E) = N_0 \cdot E^{-s} dE$ für die Mesonen in ihrer Ursprungshöhe H, die gleich 20 km angenommen wird, ist der Ausgangspunkt von Bruins in seiner bereits erwähnten Untersuchung über den Mesonenzerfall (11). Er benutzt ferner die schon oben angeführte Gleichung $\frac{dN}{N} = -\frac{dh}{L}$, wo N die Zahl der in einer gegebenen Höhe je Zeit- und Flächeneinheit senkrecht einfallenden Mesonen und dN die Zahl derjenigen ist, die auf dem Wege dh von dieser Stufe abwärts zerfallen. Haben nun die N-Strahlen in der Höhe H die Energie E und ist der Energieverlust eines Mesons auf der Strecke dh gleich ΔE, so folgt aus der Proportionalität der mittleren Lebensdauer und Energie $\tau = \tau_0 \cdot \frac{E - \Delta E}{\mu c^2}$, also mit $L = c\tau$, die Gleichung

$$\frac{dN}{N} = -\frac{\mu c^2}{c\tau_0} \cdot \frac{dh}{E - \Delta E}.$$

Um ΔE zu berechnen, wird der Energieverlust von $2 \cdot 10^6$ eV, den ein Meson in Luft je g · cm^{-2} durch Ionisation erleidet, mit a bezeichnet und berücksichtigt, daß die Masse eines cm³ Luft in einer Tiefe h unter der Entstehungsschicht $m(h) = m_0 e^{-\beta(H-h)}$ ist, wo m_0 die Masse des cm³ in Seehöhe und β die Konstante der barometrischen Höhenformel bedeutet. Dann wird

$$\Delta E = \int_0^h m_0 e^{-\beta(H-h)} \cdot a \cdot dh = A(e^{\beta h} - 1)$$

$$\text{mit } A = 1{,}64 \cdot 10^8 \text{ eV}.$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Differentialgleichung für N ein und $B = \frac{\mu c^2}{c\tau_0}$, so ergibt die Integration

$$N = C(E) \left(\frac{e^{\beta h}}{E + A - A e^{\beta h}} \right)^{\frac{B}{\beta(E+A)}}$$

und mit Rücksicht auf die Energieverteilung in der Ursprungshöhe

$$N = N_0 E^{-s}\left(\frac{E + A - Ae^{\beta h}}{E e^{\beta h}}\right)^{\frac{B}{\beta(E+A)}}$$

als Zahl der Mesonen mit der Energie $(E - \Delta E)$ in der Tiefe h unter der Entstehungsschicht.

Handelt es sich nicht um senkrechte Strahlung, sondern um solche unter dem (kleinen) Zenitwinkel ϑ, so wird

$$\frac{dN}{N} = -\frac{B\sec\vartheta}{E - \Delta E}\cdot dh \text{ und } \Delta E = A\sec\vartheta\,(e^{\beta h} - 1),$$

so daß sich

$$N(E) = N_0 E^{-s}\left(\frac{E - A\sec\vartheta\,(e^{\beta h} - 1)}{E e^{\beta h}}\right)^{\frac{B\sec\vartheta}{\beta(E + A\sec\vartheta)}}$$

ergibt.

Durch Umformung dieses Ausdrucks mit Hilfe der Substitution $E = \frac{A\sec\vartheta}{y}\cdot q$ und Integration wird sodann für das integrale Energiespektrum

$$N(q) = \frac{N_0\cos^{s-1}\vartheta}{(s-1)\,(Aq)^{s-1}}\cdot C(q)$$

erhalten, wo $C(q)$ durch q, s, h bestimmt und unabhängig von ϑ ist. Daraus wird geschlossen, daß die Mesonenintensität in ihrer Abhängigkeit vom Zenitwinkel durch den Zerfall nicht geändert wird und in jeder Tiefe h proportional zu $\cos^{s-1}\vartheta$ ist, für $s = 3$ also zu $\cos^2\vartheta$. Auf diese Weise wird die zuerst von Medicus festgestellte empirische Tatsache theoretisch begründet.

Daß die Verteilung der harten Strahlungsstärke um den Zenit herum symmetrisch ist, haben Clay, Jonker und Wiersma (33) nachgewiesen, indem sie sowohl in der Ost-West- wie in der Nord-Süd-Ebene Messungen vornahmen. Zur Beseitigung der weichen Strahlung waren 20 cm Pb zwischen und 10 cm Pb über den Zählrohren angebracht. Auch wurden Messungen ohne Pb-Filter ausgeführt, um die Gesamtstrahlungsstärke in verschiedenen Richtungen zu erhalten. Durch Subtraktion ergab sich dann die Stärke der weichen Strahlung, so daß schließlich das Verhältnis der Stärken der weichen unh der harten Strahlung genommen wurde. Dieses war von der Richtung abhängig und nahm mit wachsendem Zenitwinkel ab, von dem bekannten Wert 1/3 bei senkrechter Richtung in Seehöhe bis zu 0,07 bei $\vartheta = 60^0$.

Nachdem E. I. Schremp (34) in früheren Messungsergebnissen von Johnson und Stevenson Abweichungen von der Richtungsbeziehung $I(\vartheta) = I_0\cos^2\vartheta$ festgestellt hatte, sind neuerdings Untersuchungen mit Koinzidenzanordnungen vervollkommneter Winkelauflösung von H. S. Ribner (35) und D. M. Cooper (36) ausgeführt worden, welche diese Anomalien unter derselben magnetischen Breite und in derselben Höhe bestätigen. Im besonderen stimmen die Ergebnisse beider Beobachter in Bezug auf symmetrische Hervorragungen in der $\cos^2\vartheta$-Kurve bei 10^0 und 20^0 im Osten und Westen überein, die als Anzeichen einer Feinstruktur in der Winkelverteilung der Höhenstrahlung gedeutet werden, deren eingehenderes Studium Aufschluß über ihr Spektrum und ihre Absorption in der Atmosphäre verspricht.

Neue Breiteneffektsmessungen sind von Auger nebst Mitarbeitern (38) auf einer Reise zwischen Marseille und Tahiti durch den Panamakanal und zurück vorgenommen worden. Die Koinzidenzanordnung war an Bord des Schiffes unter einem leichten Holzdach untergebracht und enthielt zwei Zählrohre, die sich bei der Messung von Einzelstrahlen über, bei der von Schauern nebeneinander befanden. Im ersten Falle wurden zur Messung der harten Strahlung allein 10 cm Pb zwischen die Rohre eingeschaltet. Der so gewonnene Wert des Verhältnisses der weichen und harten Strahlungsstärke war rund 0,3, mit bemerkenswerter Konstanz zwischen den magnetischen Breiten 52^0 N und 10^0 S, wo die Gesamtstärke ihren kleinsten Wert erreichte, in Übereinstimmung mit Ergebnissen, die Auger und Leprince-Ringuet 1934 zwischen den geographischen Breiten 40^0 N und 38^0 S erhalten hatten. Die Unabhängigkeit des Verhältnisses der beiden Strahlungsstärken von der Breite wird als eine Bestätigung des Mesonenzerfalls angesehen, denn danach sind die Elektronen in Seehöhe fast vollständig aus diesem Zerfall hervorgegangen, und ihre Intensität, als die der weichen Strahlung, sollte sich daher ebenso wie die der harten Mesonenstrahlung ändern.

Die Schauer aus der Luft und dem Dache wurden mit ungepanzerten Rohren gezählt, aber solche, die nur von Mesonen erzeugt werden konnten, mit 10 cm Pb über ihnen. Für beide Schauerarten betrug die Abnahme von 52^0 N bis 10^0 S etwa 3,5%, doch hatten die Messungsergebnisse auf der Hin- und Rückfahrt nicht die Genauigkeit und Regelmäßigkeit wie bei den Einzelstrahlen. Die Abnahme der Schauerhäufigkeit betrug nur etwa $^1/_3$ derjenigen der Einzelstrahlen, und als Grund dafür wird vermutet, daß ein Teil der Schauer von Strahlen herrührt, die wegen ihrer großen Energie nicht magnetisch beeinflußt werden, wie diejenigen, von denen die großen Luftschauer erzeugt werden, denn die an einem bestimmten Orte beobachteten Schauer sind oft nur kleine Teile von solchen.

Mit einem Zählrohrvierkant unter einer Pb-Platte sind von Occhialini (39) auf einer Schiffsreise zwischen Bahia und Triest Schauermessungen angestellt worden, wobei ebenfalls ein Breiteneffekt von höchstens 3% gegenüber dem von 9% der einfallenden Strahlung gefunden wurde.

Ferner wurde zwischen Bahia (13^0 S, 40^0 W) und 6^0 N, 28^0 W, sowie zwischen Gibraltar (35^0 N, 8^0 W) und 43^0 N, 14^0 O je eine Rossi-Kurve aufgenommen mit dem Ergebnis, daß die Kurve der gemäßigten Zone gegen die der äquatorialen um so viel nach oben verschoben ist, als dem Breiteneffekt zwischen den beiden Zonen entspricht; doch war die Gestalt der beiden Kurven dieselbe. Es wird daraus gefolgert, daß die in Seehöhe erzeugten Schauer der Hauptsache nach von derselben Strahlungsart in beiden Zonen herrühren. Der höhere Wert des Schauerbreiteneffekts von 6 und 7%, den Johnson und Read, Neher und Pickering

erhalten hatten [diese Z. **52**, 73 (1939)], wird einer Vermehrung der zufälligen Koinzidenzen beim Übergange von der äquatorialen zur gemäßigten Zone zugeschrieben.

Dagegen haben Jesse und Gill (40) einen großen Breiteneffekt bei der Häufigkeit großer Stöße gefunden, die während der letzten Jahre auf 27 Reisen zwischen Vancouver in Kanada und Sydney in Australien [vgl. diese Z. **53**, 25 (1940)], auch während mehrerer Monate auf einem andern Schiff zwischen Sydney und Tasmania, gemessen wurde. Die gezählten Stöße waren solche, die auf dem Registrierstreifen der Ionisationskammer scharfe Sprünge des Elektrometerzeigers von 1 mm und mehr ergaben. Einem solchen Sprung entsprachen mindestens $28 \cdot 10^6$ Ionenpaare in der Kammer und der Durchgang von annähernd 280 ionisierenden Teilchen durch sie.

Der Breiteneffekt der stündlichen Stoßzahl betrug etwa 30% mit einer statistischen Unsicherheit von $\pm$ 6%, abgesehen von möglicherweise noch vorhandenen systematischen Fehlern, so daß doch ein wesentlicher Unterschied zwischen den großen Stößen und den gewöhnlichen Schauern vorliegt, der vielleicht durch die Verschiedenheit ihrer Erzeugung zu erklären ist; denn während bei den Schauermessungen eine etwa 1,5 cm dicke Pb-Platte als Streukörper benutzt wurde, stammten die Stöße von einem 12 cm dicken Pb-Panzer her.

Im Jahre 1937 hatten Forbush und Hess festgestellt, daß die bei Gelegenheit eines starken magnetischen Sturmes auftretende Schwächung der Höhenstrahlungsintensität sich über die ganze Erde erstreckte [diese Z. **53**, 26 (1940)]. Darüber hinaus hat Forbush (41) seitdem den Nachweis geführt, daß der die ganze Erde umfassende Charakter der Höhenstrahlungsschwankungen in allen verfügbaren Messungsergebnissen gefunden wird und nicht auf starke magnetische Störungen beschränkt ist. Lückenlose Aufzeichnungen durch 17 Monate und mehr, die mit gleichartigen Ionisationskammern von 12 cm Pb-Wandstärke in den USA, Mexiko, Neuseeland und Peru erhalten worden waren, wurden auf jeder dieser Stationen auf konstanten Luftdruck reduziert. Nach Abzug einer Welle von Jahreslänge, die auf jeder Station, außer am Äquator in Peru vorhanden war, ergab sich eine hohe Korrelation zwischen den Mittelwerten der Strahlungsstärke des ersten Monatsdrittels bei je zwei der vier Stationen als deutlicher Beweis dafür, daß die größeren Intensitätsänderungen sich abgesehen von der Jahreswelle über die ganze Erde erstreckten. Ferner ließen die Messungen eine starke Zunahme dieser Änderungen für Stationen in großer Höhe zwischen dem magnetischen Äquator und 30° magn. N erkennen, und eine Vergleichung mit den Aufzeichnungen auf dem Hafelekar bei Innsbruck ergab, daß die in Prozenten der mittleren Strahlungsstärke an jeder Station ausgedrückten Änderungen für Stationen unter derselben Breite mit der Höhe schnell zunehmen.

Die Beziehungen zwischen Höhenstrahlung und Erdmagnetismus sind zusammenfassend von Hess dargestellt worden (42); die Tatsache, daß die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus am Anfang eines magnetischen Sturms rasch abnimmt, kann auf ringförmige elektrische Ströme zurückgeführt werden, die in der Ebene des magnetischen Äquators von Osten nach Westen fließen und von Störmer zur Erklärung der Nordlichterscheinungen angenommen worden sind. Wenn während eines Sonnenausbruches diese aus Elektronen bestehenden Ströme verstärkt werden, wird nach S. Chapman (43) das magnetische Dipolmoment der Erde für die außerhalb von ihnen liegenden Gebiete vergrößert, während in ihrem Inneren nahe der Erdoberfläche die magnetische Horizontalkraft abnimmt. Das Anwachsen des magnetischen Erdfelds im äußeren Raume verursacht eine stärkere Ablenkung der Höhenstrahlen und vermindert so ihre Intensität auf der Erde.

Aus dieser Verminderung läßt sich die Zunahme des magnetischen Moments außerhalb der Ringströme berechnen und aus ihr und der Abnahme der Horizontalintensität H der Radius der Ringströme. Auf diese Weise haben Chapman sowie Clay und Bruins (44) den Wert von etwa 3 Erdradien gefunden.

Im Gegensatz zu den gleichzeitigen erdumfassenden Änderungen der Höhenstrahlungsstärke und der Horizontalkomponente des Erdfeldes, wie sie z. B. bei dem magnetischen Sturm im April 1937 auftraten, sind auch solche Stürme beobachtet worden, die wenig oder gar keinen Einfluß auf die Höhenstrahlung hatten. So berichtet Forbush (45) über einen Fall im August 1937, wo ein beträchtlicher Abfall und ein Wiederanstieg von H an drei Stationen in Peru, Mexiko und den USA fast ohne Änderung der Strahlungsstärke stattfand. Nach ihm können aber beide Arten von Stürmen Ringströmen mit verschiedenen Radien zugeschrieben werden, die von 2 bis zu 16 Erdhalbmessern variieren. Die gesamte Stärke dieser Ströme wird auf 20 000 bis 60 000 Ampere geschätzt.

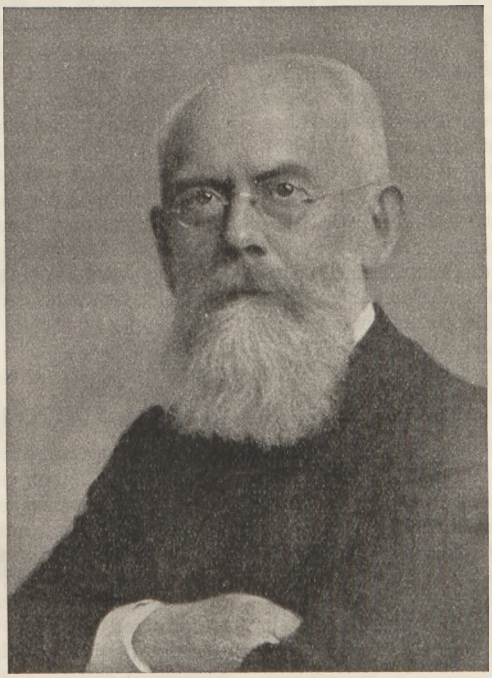
Schrifttumsverzeichnis.

1. Physic. Rev. **55**, 585 (1939). — 2. Naturwiss. **26**, 842 (1938). — 3. Nature (Lond.) **142**, 992 (1938). — 4. Naturwiss. **27**, 132 und 501 (1939). — 5. Physik. Z. **40**, 142 (1939). — 6. C. r. Acad. Sci. Paris **207**, 853 (1938). 7. Physic. Rev. **55**, 104 (1939). — 8. Physic. Rev. **57**, 461 (1940). — 9. C. r. Acad. Sci. Paris **204**, 257 (1937). — 10. Z. Physik **115**, 333 (1940). — 11. Proc. Ak. Amst. **42**, Nr 1, 54 und Nr 8, 3 (1939). — 12. Physica **6**, 174 (1939). — 13. Rev. Mod. Physics **11**, 296 (1939). — 14. C. r. Acad. Sci. Paris **206**, 428 (1938). — 15. Nature (Lond.) **145**, 102 (1940). — 16. Physic. Rev. **57**, 934 (1940). — 17. Physic. Rev. **56**, 1242 (1939). — 18. Physic. Rev. **57**, 3 (1940). — 19. Physic. Rev. **56**, 502 (1939). — 20. Physic. Rev. **57**, 158 (1940). — 21 Physic. Rev. **57**, 945 (1940). — 22. Proc. Roy. Soc. **161** A, 261 (1937). — 23. Physic. Rev. **53**, 694 (1938). — 24. Physic. Rev. **53**, 499 (1938). — 25. Rev. Mod. Physics **11**, 267 (1939). — 26. Z. Physik **112**, 626 (1939). — 27. Rev. Mod. Physics **11**, 235 (1939). — 28. Erg. exakt. Naturwiss. **1938**, 41 ,Gleichung (50). — 29. Proc. Roy. Soc. A **154**, 573 (1936). — 30. Physic. Rev. **57**, 592 (1940). — 31. Proc. Roy. Soc. A **160**, 261 (1937). — 32. Physic. Rev. **53**, 499 (1938). — 33. Physica **6**, 174 (1939). — 34. Physic. Rev. **53**, 915; **54**, 157 (1938). — 35. Physic. Rev. **55**, 1271 (1939). — 36. Physic. Rev. **55**, 1272 (1939). — 37. Physic. Rev. **54**, 975 (1938). — 38. C. r. Acad. Sci. Paris **209**, 794 (1939). — 39. C. r. Acad. Sci. Paris **208**, 101 (1939). — 40. Physic. Rev. **55**, 414 (1939). — 41. Physic. Rev. **54**, 975 (1938). — Rev. Mod. Physics **11**, 168 (1939). — 42. Rev. Mod. Physics **11**, 153 (1939). — 43. Nature (Lond.) **140**, 423 (1937). — 44. Physica **5**, 111 (1938). — 45. Terr. Magn. **43**, 203 (1938).

3. Geschichte und Erkenntnislehre.

Adolf F. Weinhold. Zu seinem 100. Geburtstag. Von K. BANGERT in Chemnitz.

Am 19. Mai hat sich zum hundertsten Male der Geburtstag von ADOLF F. WEINHOLD gejährt, der als Oberregierungsrat und Professor an der damaligen Höheren Gewerbeschule, der heutigen Staatlichen Akademie für Technik, in Chemnitz wirkte. Er gehörte zu den damals bekanntesten und ausgezeichnetsten Physikern Deutschlands, die ihn wegen seiner wissenschaftlichen Forschungen und seiner Erfahrungen allgemein schätzten. Heute noch stellt sein Buch „Physikalische Demonstrationen", das im Jahre 1881 zum ersten Mal erschien und viele Auflagen, zuletzt von seinem Sohn Prof. LOTHAR WEINHOLD im Sinne des Verfassers ergänzt und erweitert, erlebte, das grundlegende Werk für jedes Physikalische Institut dar. ADOLF F. WEINHOLD war der geborene Experimentalphysiker. Mit der ihm eigenen Begabung erfaßte er in jedem Vorgang den physikalischen Kern anschaulich, und die erstaunliche Geschicklichkeit seiner Hand machte es ihm möglich, zahllose Geräte nicht nur zu ersinnen, sondern auch selbst zu bauen, teilweise mit den geringsten Mitteln. Er hat sie in den „Physikalischen Demonstrationen" eingehend beschrieben. Er legte großen Wert darauf, daß die Demonstrationsversuche entweder dem Schüler gewisse Erscheinungen überhaupt klar vorführen oder die Richtigkeit mathematisch ausdrückbarer Gesetze exakt nachweisen. Er richtete sein Augenmerk darauf, daß einmal das für die vorzuführende Erscheinung Charakteristische deutlich hervortritt und daß weiterhin durch eine Reihe messender Versuche die Beziehung der in Frage kommenden Größen klar dargetan wird. Um nur einige seiner Apparate zu erwähnen: die Vakuum-Mantelflasche hat er bereits im Jahre 1879 selbst hergestellt, leider werden solche Gefäße heute immer noch als DEWARsche Gefäße bezeichnet; ein von ihm selbst geblasenes Stück befindet sich im Deutschen Museum in München. Dort ist auch ein Modell der von ihm konstruierten Längswellenmaschine zu sehen. Weiterhin gehören zu den bedeutendsten von WEINHOLD geschaffenen Apparaten eine Drehwaage zur Messung der Gravitationskonstante, ein Vakuumthermometer, Vorführungsapparate zur Darstellung des Verhaltens von gesättigtem und ungesättigtem Dampf, Hebermodelle und vieles andere. Bei der technischen Herstellung der Vorführungsapparate wurde er von einer Chemnitzer Mechanikerwerkstatt, GOTTLOB LORENZ, mustergültig unterstützt, die wohl alle physikalischen Institute mit den WEINHOLDschen Modellen beliefert hat und damit an ihrem Teile dazu beitrug, daß die WEINHOLDschen Versuche so angestellt wurden, wie es ihr geistiger Vater haben wollte [1].



Bereits im Jahre 1872 gab ADOLF F. WEINHOLD das Buch „Vorschule der Physik" heraus, ein Werk, das in vielfachen Auflagen noch heute eine Fundgrube wertvollster praktischer Hilfe und Vorschriften ist, aus denen seine außerordentliche Veranlagung für mechanisch-technische Arbeiten und sein außergewöhnliches technisches Geschick spricht. Im übrigen hat ADOLF F. WEINHOLD viele seiner Versuche oder praktischen Ratschläge in der Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht beschrieben, wertvolle Beiträge geliefert und war so vom 1. Jahrgange der Zeitschrift an ihr ständiger Mitarbeiter. Nicht zu vergessen ist weiterhin der „Leitfaden für den physikalischen Unterricht", der für die Hand der Studierenden bestimmt ist und in knappen, aber klaren Sätzen mit den physikalischen Gesetzen, Formeln, Begriffsbestimmungen und ausführlichen wertvollen Tabellen noch heute seinesgleichen sucht. 1869 bereits ließ ihn ADOLF F. WEINHOLD als Manuskript nur zum Gebrauch an seiner Wirkungsstätte drucken. An dieser Erscheinungsweise hat er in seiner großen Bescheidenheit bei allen zahlreichen Neudrucken nichts geändert, so daß dieses Werk, das sich durch die Schärfe der Begriffsbestimmungen auszeichnet und darin den erfahrenen Schulmann erkennen läßt, nicht im Buchhandel zu haben war. Das ist erst bei der 23. Auflage 1937 von seinem Sohn endlich geändert worden. [Verlag von Joh. Ambrosius Barth, Leipzig. Vgl. diese Z. 51, 30 (1938)].

Das zweite große Arbeitsfeld ADOLF F. WEINHOLDS war die Elektrotechnik, die in ihren Anfängen in ihm einen begeisterten Jünger fand, so daß sein Name bald neben den allerersten Elektrotechnikern genannt wurde. Er schuf eine Reihe

[1] Die Firma ist leider vor einigen Jahren durch den Tod der Inhaber eingegangen.

wichtiger Meßgeräte und Meßmethoden, so beispielsweise solche für Blitzableiterprüfungen, für Erdschlußprüfungen, und hat weiterhin eine große Zahl Untersuchungen angestellt, die heute zum Rüstzeug jedes Elektrotechnikers gehören. Sein besonderes Augenmerk wandte er frühzeitig dem Wechselstrom und dem Drehstrom zu und hat durch grundlegende Arbeiten zur Theorie der elektrischen Maschinen wesentlich beigetragen. An der Entwicklung der Dynamomaschinen hat er praktisch mitgearbeitet. Er war einer der ersten Gutachter der damaligen Zeit.

Bemerkenswert sind seine Gutachten zur Errichtung der ersten großen Elektrizitätswerke, so für Chemnitz, Dresden, Leipzig, Plauen. Daß er das Wesen des Drehstroms anschaulich zu machen versuchte, um das Verständnis für ihn zu wecken, war nur natürlich. Er gab eine Versuchsanordnung zur Erzeugung eines kontinuierlich sich ändernden magnetischen Drehfeldes an [diese Z. **6**, 7 (1892)], die heute noch viel benutzt wird und dem elektrotechnischen Nachwuchs als Lehrmodell dient. Bei den ersten großen elektrotechnischen Ausstellungen in München 1882 und Frankfurt a. M. 1891 war Weinhold neben den führenden Elektrotechnikern Mitglied der Wissenschaftlichen Prüfungskommission. Den elektrotechnischen Unterricht führte er bereits im Jahre 1881 an der damaligen Höheren Gewerbeschule ein, von 1883 ab wurde Elektrotechnik planmäßig Pflichtfach, 1892 wurde eine besondere neue elektrotechnische Abteilung an der Staatlichen Gewerbeakademie gegründet. Daß der Unterricht vorbildlich war, dafür bürgte die Persönlichkeit Weinholds, der inzwischen auch Mitglied des Ausschusses für das Deutsche Museum geworden war. Charakteristisch für Weinhold war, daß er den elektrotechnischen Unterricht von vornherein mit praktischen Übungen ausstattete.

Als Meister der Unterrichtstechnik hat er sich in so hohem Maße bewährt, daß ihm der erste Herausgeber der vorliegenden Zeitschrift, F. Poske, nachrühmte [diese Z. **31**, 101 (1918)], „daß sein Ansehen auch durch die glänzendsten Leistungen der Spätergeborenen nicht in den Schatten gedrängt werden konnte". Physiker und Elektrotechniker können daher nur mit Dankbarkeit der Pioniertätigkeit des großen genialen Lehrers, zu dessen Schülern die namhaftesten, teilweise heute noch lebenden Gelehrten zählen, gedenken. Adolf F. Weinhold, der mehrmals den Ruf an eine Hochschule ablehnte, wirkte bis zum Jahre 1912 und lebte bis zu seinem Tod im Jahre 1917 in Chemnitz.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Mathematik für Naturwissenschaftler und Chemiker. Eine Einführung in die Anwendungen der höheren Mathematik. Von Dozent Dr. Hugo Sirk. 268 Seiten mit 126 Abbildungen und 1 Ausschlagtafel. Dresden u. Leipzig: Theodor Steinkopff 1941. Preis geb. RM 12,—.

Der ausführliche erste Teil bringt die Differential- und Integralrechnung von Funktionen einer Veränderlichen und das Wichtigste über Reihen. Der zweite Teil behandelt Funktionen von mehreren Veränderlichen. Im dritten Teil wird ein Abriß der Theorie der Differentialgleichungen gegeben (gewöhnliche Differentialgleichungen erster und zweiter Ordnung, simultane Differentialgleichungen, einige Beispiele partieller Differentialgleichungen). In einem Anhange sind kurz und übersichtlich die wichtigsten Sätze, Formeln und Begriffe der Schulmathematik aus der Algebra und Geometrie zusammengestellt. Eine Ausschlagtafel mit den hauptsächlichsten Formeln aus dem Inhalt des Buches bildet den Abschluß.

Das Buch gibt eine ausgezeichnete Einführung in die Anwendung der höheren Mathematik für Naturwissenschafter und Chemiker, aber auch für Physiker und solche Studierende, welche die Mathematik als Hilfswissenschaft benötigen.

Hier liegt eine aus langjähriger Erfahrung hervorgegangene Einführungsvorlesung vor, welche die Schwierigkeiten überwinden helfen will, die dem nicht rein mathematisch interessierten Studenten in den üblichen Anfängervorlesungen der Mathematik mit ihrer ganzen Problematik des Stoffes entgegentreten und ihn meist nach einigen vergeblichen Bemühungen abschrecken.

Die mathematischen Begriffe werden an Beispielen, vor allem aus dem Gebiete der Chemie wie auch der Physik, mit pädagogischem Geschick erarbeitet. Die sich ergebenden Rechnungen werden in aller Ausführlichkeit dargelegt. So wird der Unterschied zwischen vollständigen und unvollständigen Differentialen bei Funktionen zweier Veränderlichen am Unterschiede von wegabhängigem und wegunabhängigem Integral eingehend rechnerisch und zahlenmäßig dargelegt und die Bedeutung für die Thermodynamik aufgezeigt. Gleiche Beispiele werden unter verschiedenen Gesichtspunkten der mathematischen Behandlung wiederholt herangezogen. Erst wenn im Verlauf der Darstellung bei dem Leser das Bedürfnis für die mathematischen Probleme, wie Grenzwert, Stetigkeit, Differenzierbarkeit, geweckt worden ist, werden diese Grundprobleme angeschnitten und ausreichend geklärt. Der Begriff des Differentials wird sauber eingeführt und die gebräuchliche Sprech- und Denkweise bei Differentialüberlegungen in den Anwendungen ausführlich dargelegt. Graphische und Näherungsmethoden sind ausreichend berücksichtigt. Hinweise auf weiterbildende Literatur werden dem Anfänger angegeben. Dem werdenden Praktiker ist mit diesem Buch ein nicht zu umfangreiches Hilfsmittel in die Hand gegeben, das ihm den Weg zur Lösung theoretischer Aufgaben erleichtern wird. Auch die Lehrer an höheren Schulen werden dem Buche manche Anregung für ihren Unterricht entnehmen können. *L. Müller.*

Ebbe und Flut. Von Dr. Hermann Thorade. 1. bis 5. Tausend. VI und 115 Seiten mit 69 Abbildungen im Text. Berlin: Julius Springer 1941. Preis geb. RM 4,80.

Die Erscheinung der Ebbe und Flut wird hier unter Verzicht auf mathematische Einkleidungen, aber in streng wissenschaftlicher Betrachtungsweise dargestellt. Der Leser erhält zunächst ein anschauliches und umfassendes Bild der Gezeiten und ihrer Begleiterscheinungen, um dann mit den Methoden der Gezeitenbeobachtung und der daraus sich ergebenden Gezeitenvorhersage bekannt gemacht zu werden. Der weitere Inhalt des Buches gruppiert sich um die beiden Fragen: 1. „Auf welche Weise bewirken Mond und Sonne Ebbe und Flut?" 2. „Wie erklären sich die Unterschiede der Gezeiten in den verschiedenen Gewässern der Erde?" Besonders dieser letzte Teil gewährt Einblick in die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen, die „ausschließlich beruht auf den von Newton entdeckten winzigen fluterzeugenden Kräften von Mond und Sonne und auf der Art, wie die verschiedenen Gewässer kraft ihrer Gestalt und Größe darauf antworten." Eine große Anzahl erläuternder Abbildungen und Tabellen erhöht den Wert des Buches, das besonders auch den Lehrern aller Schularten, die im Physik- oder Erdkundeunterricht die Erscheinung der Gezeiten behandeln, wertvolle Anregungen geben wird. Es kann bestens empfohlen werden. *W. Spreen.*

Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. Von Prof. Dr. Clemens Schaefer. Vierte verbesserte Auflage. 142 Seiten mit 33 Abbildungen. Berlin: Walter de Gruyter u. Co. 1941. Preis geb. RM 6,—.

Die Tatsache, daß die Schaefersche „Einführung" nach über 30 Jahren [vgl. diese Z. 22, 202 (1909)] noch die Lebenskraft hat, in neuer Auflage zu erscheinen, beweist zur Genüge, daß die Darstellung gerade das trifft, was der Lernende braucht. Ihre pädagogischen Vorzüge, die der Referent beim eigenen Lernen und beim Lehren anderer selbst erprobt hat, liegen im wesentlichen darin, daß der Anfänger eine einfache, das Grundsätzliche betonende, wissenschaftlich aber gutfundierte Darstellung der Theorie erhält, in der der Sinn für kritisches Durchdenken geweckt wird und auch immer deutlich auf die erfahrungsmäßigen Unterlagen der theoretischen Formulierung hingewiesen wird. Gerade dadurch wird aber auch derjenige, der mit dem Formalismus der Maxwellschen Theorie schon vertraut ist, Nutzen aus der Lektüre ziehen können.

An Ergänzungen gegenüber den älteren Auflagen sind insbesondere einige kleinere Abschnitte über die praktischen elektrischen Einheiten zu nennen. Im übrigen sind Inhalt und Darstellung im großen und ganzen ungeändert geblieben: Von den Grundbegriffen und Gesetzen des elektrostatischen und magnetostatischen Feldes ausgehend, werden die Maxwellschen Gleichungen als mathematischer Ausdruck der Erfahrung bezüglich des Elektromagnetismus und der Induktion gewonnen. Die Annahme ihrer Gültigkeit über die unmittelbare Erfahrung hinaus auch auf nicht durch Leiter geschlossene Ströme führt zur Deutung der Erscheinungen bei elektromagnetischen Schwingungen und Wellen. In allen Teilen werden die allgemeinen Betrachtungen durch einfache, grundsätzlich wichtige Anwendungsbeispiele erläutert, wobei der Lernende gelegentlich auf geeignete, selbständig zu lösende Aufgaben hingewiesen wird. Der Leser wird bis zur Behandlung elektromagnetischer Wellen in Isolatoren und Metallen, sowie zum elektromagnetischen Modell einer Lichtquelle geführt. Die Grenzen, die dabei der Maxwellschen Theorie als einer Kontinuumstheorie gesteckt sind, werden klar aufgezeigt.

Mögen diesem warm zu empfehlenden Büchlein weitere Auflagen beschieden sein. *F. Matossi.*

Elektrische Höchstspannungen. Von A. Bouwers. IX, 333 Seiten mit 239 Abbildungen. (Band 1 der Sammlung: Technische Physik in Einzeldarstellungen, herausgeg. von W. Meissner, München und G. Holst, Eindhoven.) Berlin: Julius Springer 1939. Preis brosch. RM 29,40, geb. RM 31,20.

Durch die Gewohnheit, in Hochspannungsfragen in erster Linie technische Fragen zu sehen, kann die Vermutung entstehen, daß ein Buch über „Elektrische Höchstspannungen" sich vor allem an den Techniker wende. Das Spannungsgebiet oberhalb etwa 300 bis 400 kV, das hier behandelt wird, bringt aber so viele, oft neuartige Gesichtspunkte, daß seine Beherrschung vor allem auf der genauen Kenntnis gewisser physikalischer Tatsachen beruht. Der Verfasser hat es vorzüglich verstanden, das Hauptaugenmerk auf das Charakteristische und Grundsätzliche zu lenken. Es werden stets die Besonderheiten, Vorzüge und Nachteile der verschiedenen möglichen Verfahren gegeneinander abgewogen. Dabei wird aber auch die technische Durchführung gebührend berücksichtigt und es werden auch wirtschaftliche Gesichtspunkte (Anschaffung und Betriebskosten, erforderliche Gebäude) erwähnt. Das im Grunde stets einfache Prinzip, auf dem die Verfahren beruhen, ist ebenso klar behandelt, wie die typisch technische Ausführungsform. Besprochen werden alle für den Betrieb wichtigen Einzelfragen (Transformatoren, Gleichrichter, Formgebung der spannungführenden Teile), weiter die rechnerischen Hilfsmittel und Verfahren (Näherungsverfahren, graphische Verfahren, Verwendung konformer Abbildung usw.). Die abgeleiteten Formeln werden auch dazu verwendet, die Grenzen zu verstehen, die den verschiedenen Erzeugungsverfahren höchster Spannungen gesetzt sind. Auch denkbare, aber noch nicht ausgenutzte Möglichkeiten werden besprochen, wie der Blitz, seine Eigenschaften und seine mögliche Nutzbarmachung. Das Zyklotron und ähnliche Anlagen zur Erzeugung sehr schneller Teilchen, ohne effektive Verwendung von Höchstspannungen, werden behandelt. Zum Schluß wird auch noch die Anwendung höchster Spannungen (insbesondere für die Energieübertragung und für die Kernphysik), die der Technik die Veranlassung zum Bau solcher Apparate gibt, behandelt.

Die Darstellung ist sehr gut lesbar und gut gegliedert. Es ist ein wesentlicher Vorzug, daß die qualitativen Zusammenhänge einer quantitativen Behandlung immer vorausgeschickt sind. Die großen Linien sind auch ohne Studium der Formeln aus dem Text zu entnehmen. Vielleicht gibt die künftige Entwicklung dem Verfasser recht, wenn er die auf Transformatoren und Gleichrichtung beruhenden Erzeugungsverfahren mehr hervorhebt, als ihrer heutigen Verwendung, wenigstens in der Kernphysik, entspricht.

Die in dem Buche gebrauchte Bezeichnung „Deutonen" für die geladenen Teilchen des Deuteriums ist schon seit einigen Jahren allgemein zugunsten der Bezeichnung „Deuteronen" verlassen. Weiter ist zu bemerken, daß die schnellen Teilchen nicht durch die entsprechende „Spannung" in MV, sondern durch ihre Energie in eMV (oder MeV) gekennzeichnet werden, ein Unterschied, der sich nur bei mehrfach geladenen Teilchen geltend macht.

Die Ausstattung entspricht der Verlagstradition. Alles in allem ist das Buch eine vorzügliche Darstellung dieses in der Entwicklung befindlichen und zunehmend wichtig werdenden Gebietes. *R. Fleischmann.*

Elektronen-Übermikroskopie. Von Manfred von Ardenne. XVI, 393 Seiten mit einem Titelbild, einer photographischen Tafel und 404 Abbildungen. Berlin: Julius Springer 1940. Preis geb. RM 57,60, geh. RM 54,—.

Wenn ein so gewiegter Experimentator und Konstrukteur wie M. v. Ardenne seine Erfahrungen der Fachwelt mitteilt, dann kann man sicher sein, daß der Spezialist auf dem Gebiete der Elektronenmikroskopie voll auf seine Rechnung kommt. Für die Leser dieser Zeitschrift wird es aber größeres Interesse haben zu erfahren, ob das vorliegende Buch auch weiteren Kreisen etwas bietet. Tatsächlich gibt der Verfasser in einigen Kapiteln einen sehr gut lesbaren und zur Einführung geeigneten Überblick über die Grundlagen der Elektronenoptik und insbesondere die der verschiedenen Arten der Elektronenmikroskope, ohne sich zu weit in Einzelheiten zu verlieren. Neben der normalen Elektronenmikroskopie werden auch Stereo- und Dunkelfeldübermikroskopie besprochen. Die Abbildungsfehler werden ihrer großen praktischen Bedeutung halber ausführlicher dargestellt. In weiteren Teilen seines Buches behandelt v. Ardenne die konstruktiven Einzelheiten der Elektronenmikroskopie einschließlich der Objektpräparierungstechnik. Diese Abschnitte bieten viel Interessantes. Insbesondere findet man in dem vakuum- und hochspannungstechnischen Teil viele brauchbare Angaben auch für denjenigen, der nicht speziell auf dem Gebiete der Elektronenmikroskopie arbeitet, wenn auch die großzügigen Hilfsmittel, die v. Ardenne benutzt, nicht jedem zur Verfügung stehen. Sogar der reine Laboratoriumspraktiker kann sich manche Anregung holen. Schließlich erhält auch der, der sich nur für die Ergebnisse der Elektronenmikroskopie interessiert, einen durch besonders schöne Aufnahmen illustrierten Bericht über viele wichtige Anwendungen dieses neuen Forschungszweiges. Daß sich v. Ardenne im wesentlichen auf seine eigenen Beiträge zur Entwicklung des Elektronenmikroskops stützt, erscheint kaum als Nachteil des Werkes. *F. Matossi.*

Der Metallflugzeugbauer. Von Dr. Ing. E. Krause. 46 Seiten mit 67 Textabbildungen. Leipzig u. Berlin: B. G. Teubner. Preis RM 1,50.

Das reich illustrierte Heft verfolgt den Zweck, dem angehenden Metallflugzeugbauer eine Vorstellung von Gehalt und Umfang seines künftigen Berufes zu vermitteln. Zunächst wird die Begründung dafür gegeben, daß der neue Lehrberuf des Metallflugzeugbauers geschaffen werden mußte. Anschließend wird ein kurzer Abriß der Entwicklung des Metallflugzeugbaus von seinen ersten Anfängen an vermittelt. Der Besprechung des Arbeitsgebietes und der Berufsanforderungen folgt eine eingehende Behandlung der Gesamtausbildung. Das mit guten Abbildungen ausgestattete Heft erfüllt vollauf seinen Zweck, in großen Zügen einen guten Einblick in Art und Wesen der Berufsarbeit eines Metallflugzeugbauers zu gewähren, und kann Berufsinteressenten zur erstmaligen Orientierung empfohlen werden.

O. Holm.

Lehrbuch der anorganischen Chemie für Mediziner. Von Dr. Th. Leipert und J. Matula. 262 Seiten mit 16 Abbildungen. Wien: Franz Deuticke 1941. Preis geb. RM 6,20.

Die Vergleichung mit einem der bekannten Lehrbücher der anorganischen Chemie ergibt sofort, daß eine wesentliche Stoffbeschränkung vorgenommen worden ist. Diese ist um so größer, weil der für den Mediziner nötige Stoff aus den biologischen und pharmazeutischen Grenzgebieten natürlich nicht gekürzt, sondern eher noch stärker betont werden mußte. So geht das Lehrbuch chemisch nicht weit über die einschlägigen Schulbücher hinaus, wäre aber wegen der physiologischen Angaben für Lehrer an Oberschulen eine wertvolle Bereicherung der Bücherei. Der Aufbau des Stoffes folgt dem System. Zuerst werden die Nichtmetalle nach fallenden Gruppen, dann die Metalle nach steigenden Gruppen behandelt. Den Schluß bildet ein kurzer Abschnitt über radioaktive Substanzen. *G. Mangliers.*

Kurzes Lehrbuch der physikalischen Chemie. Von Hermann Ulich. 2. veränderte und ergänzte Auflage. 324 Seiten mit 79 Abbildungen. Dresden u. Leipzig: Theodor Steinkopff 1940. Preis geb. RM 12,—.

Schon 2 Jahre nach dem ersten Erscheinen des Buches liegt die 2. Auflage vor, die erfreulicherweise, ohne nennenswerte Erweiterung des Umfanges, die neusten Forschungsergebnisse berücksichtigt. Wie damals schon ausgeführt wurde, setzt das Buch gute mathematische und chemische Vorkenntnisse, z. B. Vertrautheit mit dem 1. und 2. Hauptsatze der mechanischen Wärmetheorie, voraus.

Der Verfasser rechnet auf Grund der neuen Richtlinien und Lehrbücher für den naturwissenschaftlichen Unterricht an den höheren Schulen mit einer verbesserten und einheitlicheren „Chemievorbildung" und hofft, daß die stärkere Betonung der physikalischen Chemie im Rahmen der chemischen Hochschulbildung seinem, höhere Anfor-

derungen stellenden Buch auch erhöhte Berechtigung und Wirkungsmöglichkeit verleihen wird. Man kann dem Verfasser nur zustimmen, wenn er für höhere Anforderungen von seiten der Hochschule eintritt. Ob die höhere Schule bei den bedeutungsvollen neuen Aufgaben, die zu den bisherigen hinzugekommen sind, den alten Leistungsstand nach dem Kriege wieder erreichen wird, muß die Zukunft lehren.

Das Buch, das auf die Beschreibung von Versuchen und Apparaten ganz verzichtet, zeichnet sich durch Klarheit der Darstellung und durch die sorgfältige Auswahl seiner Schrifttumsnachweise vorteilhaft aus. *L. Dörmer.*

Aus Werkstätten.

Der neue ARISTO-Rechenstab System Darmstadt D der Firma Dennert & Pape in Hamburg-Altona.

Nach mühevoller Vorarbeit in Konstruktionsbüro und Werkstatt liegt der „Darmstadt D" aus dem deutschen Edelwerkstoff Aristopal heute in der Schönheit seiner weißblinkenden Oberfläche vor uns. Da dieser Rechenstab sowohl in seiner Skalenanordnung wie in der äußeren Form etwas ganz Neues und Besonderes darstellt, ist wohl angebracht, sich näher mit ihm zu beschäftigen.

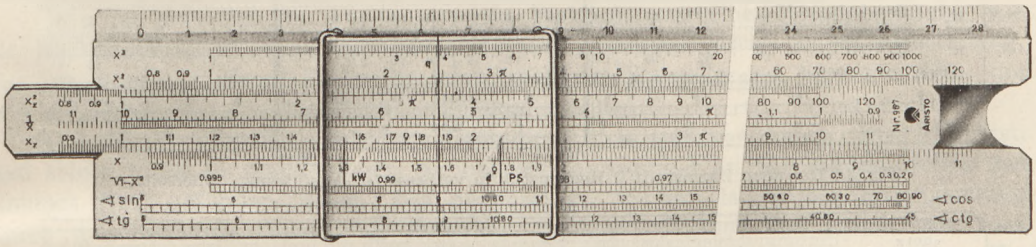


Fig. 1. Gesamtansicht des Darmstadt D-Rechenstabes in verkleinerter Darstellung (Original 30 cm lang).

Der neue Aristo-Rechenstab entstammt einer Gemeinschaftsarbeit der Firma Dennert & Pape mit dem unter Leitung von Prof. Dr. A. Walther VDI stehenden Institut für Praktische Mathematik an der Technischen Hochschule Darmstadt. Er verbindet die Vorzüge der Skalenteilungen nach dem System Darmstadt mit den Vorteilen eines neuen Werkstoffes.

Bei dem Edelwerkstoff Aristopal handelt es sich um ein der Gruppe der Kunstharze angehörendes Vinyl-Polymerisat, welches Beständigkeit unter wechselnden Temperaturen, vernachlässigbar geringe Querverformung und hohe Elastizität als Haupteigenschaften in sich vereinigt. Versuche ergaben, daß bei diesem Werkstoff Längenänderungen des Schiebers durch Quellen und Schwinden praktisch stets kleiner als 0,1 % sind. Da Zunge und Körper aus dem gleichen Werkstoff bestehen, verursachen die schon sehr geringen Änderungen der Abmessungen keine Längenunterschiede zwischen Körper und Zunge, durch welche die Rechengenauigkeit beeinflußt werden könnte (linearer Wärmeausdehnungskoeffizient etwa $8 \cdot 10^{-5}$). Bemerkenswert ist das gleichmäßige, zügige Gleiten der Zunge, welches das Arbeiten zur ungetrübten Freude macht. Rein äußerlich bietet der Schieber infolge der reinweißen Oberfläche, auf welcher die in zwei Farben sauber ausgeführten Teilungen klar hervortreten, einen recht vorteilhaften Anblick (Fig. 1 und 2).

Um möglichst viele Rechnungen auf der Oberseite des Stabes ausführen zu können, entschloß man sich, 9 Skalen auf dieser anzuordnen. Außer den auf jedem einfachen Rechenstab vorhandenen Teilungen *A*, *B*, *C*, *D* (beim Darmstadt genauer und besser mit x^2, x_z^3, x_z und x bezeichnet, wobei der Index $_z$ „Zunge" bedeutet) trägt die

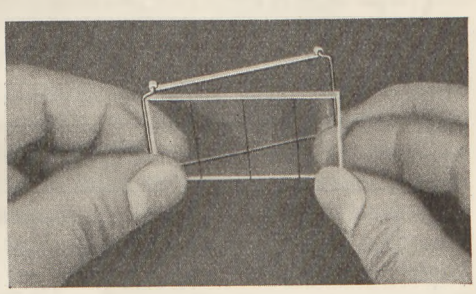


Fig. 2. Auswechseln des Glases beim Drahtrahmenläufer.

Oberseite des Aristo-Stabes noch die Kubus-(x^3), Reziprok-($1/x$), die sog. pythagoräische ($\sqrt{1-x^2}$) und die trigonometrischen (sin/cos und tg/ctg) Teilungen (Fig. 3). Damit sind alle wichtigen Rechnungsarten ohne Umwenden des Schiebers oder der Zunge ausführbar, was zu schnellerem und bequemerem Arbeiten wesentlich beiträgt. Die für den Ingenieur und Wissenschafter wichtigen Exponentialteilungen e^x, $e^{0,1\,x}$ und $e^{0,01\,x}$ im Bereiche von 1,01 bis 10^5 finden sich auf der Rückseite der Zunge (Fig. 4); hat man nur einzelne Potenzrechnungen durchzuführen, so arbeitet man mit der Zunge in Normalstellung und liest unter den beiden rückseitig eingelassenen Fenstern ab. Bei Reihenrechnungen dreht man besser die Zunge um. Auf der nicht abgebildeten flachen Unterkante ist die Logarithmenskala angebracht und mittels eines Indexstriches am Läuferglas ablesbar. An der abgeschrägten Oberkante ist schließlich

noch eine cm-Teilung und an der rückseitigen Oberkante ein 30 cm-Stichmaß zu bemerken. Als wichtig ist ferner zu erwähnen, daß dieser Rechenstab erstmalig auf der Rückseite auswechselbare Tabellen trägt (Fig. 5), die in einer Nute eingelassen sind und die wichtigsten Daten aus allgemeiner Physik, Maschinenbau und Elektrotechnik enthalten. Aber nicht nur bei der Konstruktion des Rechenstabes, sondern auch bei der des Läufers wurden neue Wege beschritten. Es handelt sich hier um einen sog. Drahtrahmenläufer, bei dem also der Glashalterahmen nicht mehr wie früher aus Blech oder dergleichen gepreßt ist, sondern

die es „in sich" hat, nämlich zahlreiche Formeln, Diagramme in der „D & P-Notenschrift" zum schnellen Erlernen der richtigen Einstellung, Tabellen usw. Bei Einzelbezug kostet diese 48 S. starke Anleitung RM —,60 (Ladenpreis).

Für den Techniker, insbesondere den Ingenieur und für den Wissenschafter ist der „Darmstadt D" der Rechenstab der Wahl. An unseren höheren Lehranstalten und technischen Lehrinstituten hat sich der neue Aristo-Rechenstab bereits in großem Umfang eingeführt; es wird ihm heute allgemein infolge seines größeren Verwendungsbereiches der Vorzug gegeben, z. B. gegenüber dem früher meist-

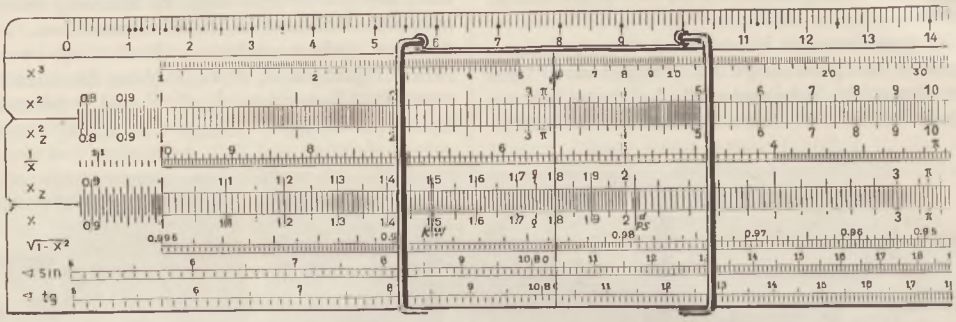


Fig. 3. Der neue Darmstadt D-Rechenstab in verbesserter Ausführung. Oberseite.

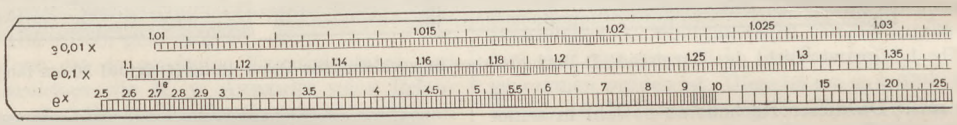


Fig. 4. Zungenrückseite mit Exponentialleitern.

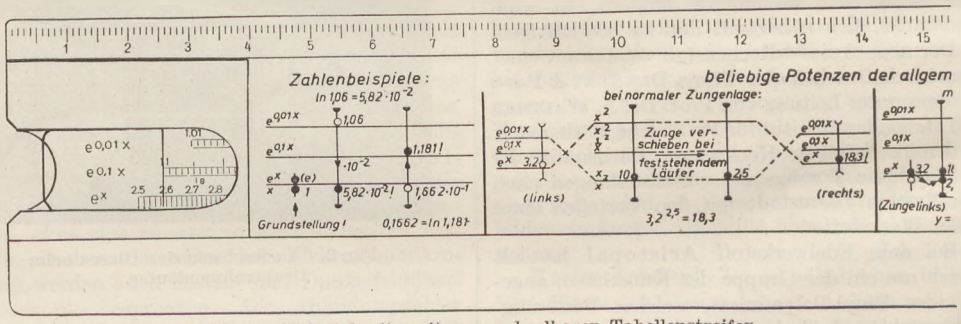


Fig. 5. Stabrückseite mit auswechselbaren Tabellenstreifen.

aus einem vernickelten, selbstfedernden Stahldrahtrahmen ohne besonderen Federungsteil besteht. Es wird hierdurch trotz aller Zierlichkeit und geringer Ausmaße des Läufers (wichtig für das Tragen in der Brusttasche!) eine praktisch völlig ausreichende Stabilität sowie Übersichtlichkeit über die ganze Breite des Rechenstabes erzielt. Zu allem Überfluß ist bei dieser sinnreichen Ausführung ein Auswechseln des unzerbrechlichen Glases, sollte es einmal stark verschrammt sein, mit wenigen Handgriffen möglich (Fig. 2).

Schließlich wird zum Darmstadt D-Rechenstab noch eine gedruckte Anleitung mitgeliefert, gekauften System Rietz [vgl. diese Z. 52, 216 (1939)]. Sein gefälliges flach-handliches Format und sein gediegenes Äußere bewegen nicht zuletzt manchen Interessenten zur Anschaffung. Berücksichtigt man gar nicht einmal die Vorteile des Edelwerkstoffes Aristopal, aus dem der Rechenstab besteht, sondern vergegenwärtigt man sich nur, daß jeder der vielen hundert Teilungsstriche auf den genannten Skalen einzeln mit der Teilmaschine gezogen werden muß — ungerechnet die mühevolle Bearbeitung —, so wird man den Preis RM 18,— für den „Darmstadt D" gewiß mäßig finden.

Für die Redaktion verantwortlich: Professor H. Matthée, Berlin W 9.
Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagsbuchhandlung gestattet.
Springer-Verlag Berlin W. — Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz A.G., Würzburg.